

Magnetische Phasenumwandlung
an
spannungsanisotropen
Nickeleinkristallen

Olaf Merbt

1976



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Magnetische Phasenumwandlung an spannungsanisotropen Nickeleinkristallen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München



vorgelegt von
Olaf Merbt

1976



1. Berichterstatter: Professor Dr. K. Stierstadt
2. Berichterstatter: Professor Dr. J. Brandmüller

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juni 1976

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG	1
2. MAGNETISCHE PHASENUMWANDLUNG	5
2.1. Überblick über die theoretischen Ansätze	5
2.2. Ansatz mit homogenen Funktionen	6
2.3. Einfluss der Anisotropie	8
3. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DES EXPERIMENTS	10
3.1. Anisotrope Ferromagnetika	10
3.1.1. Wahl der Anisotropieart	10
3.1.2. Wahl des Probenmaterials	12
3.1.3. Abschätzung der Größenordnung des Anisotropieeffekts	13
3.1.3.1. Die Spannungsanisotropie	14
3.1.3.2. Die Kristallanisotropie	17
3.1.3.3. Die Formanisotropie	19
4. MESSPRINZIP UND EXPERIMENTELLER AUFBAU	22
4.1. Die Bereichsstruktur der Proben	22
4.2. Güte und Vorbehandlung der Proben	23
4.3. Das Messprinzip	24
4.4. Auslegung der Apparatur	25
4.5. Bestimmungselemente der Messgrößen	28
4.5.1. Magnetisierung, äusseres Feld und Koerzitivkraft	28
4.5.2. Die Suszeptibilität	30
4.5.3. Die Curietemperatur	32

II

5. THEORETISCHE ERWARTUNGEN UND EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE	34
5.1. Die Suszeptibilität	34
5.1.1. Folgerungen aus den Skalengesetzen	34
5.1.2. Konsequenzen für das Experiment	36
5.1.3. Ergebnis der experimentellen Untersuchung	38
5.2. Die Curietemperatur	49
5.2.1. Das Phasendiagramm	49
5.2.2. Ergebnis der Messungen	51
5.3. Die transversale Magnetisierung	55
5.3.1. Die λ -Linie	55
5.3.2. Die Magnetisierung in Region II	57
5.3.3. Ergebnis der Messungen	58
5.4. Die Koerzitivkraft	60
5.4.1. Das Potenzgesetz	60
5.4.2. Die Zugspannungsabhängigkeit der Koerzitivkraft	61
5.4.3. Ergebnis der Messungen	65
5.5. Die Zugspannungsabhängigkeit der Anfangssuszeptibilität	69
6. DISKUSSION DER ERGEBNISSE	71
6.1. Die Superposition der Suszeptibilitätskomponenten	71
6.2. Die Anisotropieenergiedichte	72
6.3. Reale Verteilung der leichten und schweren Richtung in der Probe	74
6.4. Die Komponenten des Entmagnetisierungsfaktors	78
6.5. Kritischer Exponent γ und transversale Magnetisierung	80
6.6. Das Verhalten der Umwandlungstemperatur	81
7. ZUSAMMENFASSUNG	82
LITERATURVERZEICHNIS	

1. EINLEITUNG

In den letzten Jahren sind Phasenumwandlungen zunehmend in den Mittelpunkt des Interesses gerückt. Eine Vielzahl Veröffentlichungen dokumentieren dieses Interesse, wobei vor allem die grossen Fortschritte auf dem theoretischen Sektor zu einem besseren Verständnis der Vorgänge am Umwandlungspunkt geführt haben. Hauptaugenmerk neuerer Arbeiten ist der Versuch, die kritischen Phänomene in ganz verschiedenen Systemen mit Hilfe einer einzigen, universellen Theorie zu beschreiben. Dieser Ansatz wird gerechtfertigt durch die Analogien im kritischen Verhalten dieser Systeme, wie sie unter anderem bei Flüssigkeiten am kritischen Punkt, Ferromagneten am Curiepunkt und Ferroelektrika an der kritischen Temperatur zu beobachten sind. Bei allen diesen Systemen verschwindet am Umwandlungspunkt der Unterschied zwischen geordneter und ungeordneter Phase. Die Einführung eines diesen Zustand beschreibenden Ordnungsparameters liefert daher die Grundlage einer einheitlichen Behandlung kritischer Vorgänge. Im folgenden soll vor allem auf die magnetische Umwandlung, d. h. auf den Übergang vom Ferro- zum Paramagnetismus am Curiepunkt, eingegangen werden.

Wird die universelle Theorie auf das kritische Verhalten des Ferromagneten angewendet, so lassen sich für die Temperaturabhängigkeit der thermodynamischen Variablen, in diesem Fall der Suszeptibilität und der Magnetisierung, Potenzgesetze angeben, die durch Experimente hervorragend bestätigt wurden. Aber nicht

nur diese Grössen charakterisieren die Umwandlung, sondern noch eine ganze Reihe weiterer, von denen vor allem die Dimension und die Symmetrie des Systems zu nennen sind. Zu einem weitergehenden Verständnis der Phasenumwandlungen gelangt man nur, wenn auch diese Grössen in Theorie und Experiment mit einbezogen werden. Das gab den Anstoss, den Einfluss der Dimension auf die Umwandlung an "zweidimensionalen" dünnen Schichten zu studieren. Die Variation der Symmetrie dagegen war dem Experiment bisher weniger leicht zugänglich.

Die Symmetrie eines Ferromagneten lässt sich prinzipiell durch Schaffung von magnetischen Vorzugsrichtungen ändern, realisierbar entweder durch Anlegen eines äusseren magnetischen Feldes oder durch das Erzeugen einer Anisotropie. In der vorliegenden Arbeit soll der Einfluss einer solchen Anisotropie auf das kritische Verhalten untersucht werden.

Ein durch die Stärke der Anisotropie verändertes kritisches Verhalten schlägt sich dabei in einer Veränderung der für die Umwandlung wesentlichen Variablen nieder. Gegenstand der Messungen müssen daher die aufgeprägten Grössen Temperatur, Anisotropie und äusseres Feld auf der einen Seite sowie Suszeptibilität, Magnetisierung und Curietemperatur auf der anderen Seite sein.

Die dem Experiment zugrunde liegende Idee bestand darin, die Anisotropie mit Hilfe der magnetoelastischen Wechselwirkung zu verändern.

Wird ein Festkörper einer Zugspannung ausgesetzt, so verzerrt dies die Elementarzelle. Eine ursprünglich kubische Elementarzelle zum Beispiel wird unter Zug entlang einer Hauptachse zu einem Quader. Wegen der Magnetostriktion ist die freie Energie eines elastisch verzerrten Gitters von der Lage des Vektors der spontanen Magnetisierung gegenüber den Achsen des Hauptspannungsellipsoids abhängig. Diese Erscheinung, die sog. Spannungsanisotropie, bewirkt, dass die bis zur Sättigung gemessene Magnetisierungsarbeit $\int H dM$ in verschiedenen Richtungen bezüglich der Zugspannung verschieden gross ist. Richtungen niedriger Magnetisierungsarbeit werden dabei als magnetisch leicht, Richtungen höherer Magnetisierungsarbeit als magnetisch schwer bezeichnet. Für die Messgrössen Magnetisierung und Suszeptibilität hat die Anisotropie zur Folge, dass sich deren Komponenten parallel und senkrecht zu den leichten Richtungen voneinander unterscheiden.

Wird das kritische Verhalten isotroper Kristalle als bekannt vorausgesetzt, so genügt es, das Experiment in der Weise auszulegen, dass nur diejenigen Komponenten der Messgrössen untersucht werden, die durch die Anisotropie eine Veränderung erfahren. Das sind hier, wie später gezeigt wird, die Komponenten senkrecht zur leichten Richtung, und zwar die transversale Magnetisierung $M^{\perp}$ und die transversale Suszeptibilität $\chi^{\perp}$. Aus diesen beiden Grössen lassen sich dann alle weiteren wie z.B. die Umwandlungstemperatur und die Koerzitivkraft bestimmen.

Dem Experiment liegen noch zwei weitere Gesichtspunkte zugrunde.

Einmal ist das kritische Verhalten in charakteristischer Weise beeinflussbar durch ein äusseres Feld H^1 entlang einer magnetisch schweren Richtung. In Ergänzung zu den Messungen ohne äusseres Feld sollten daher auch Messungen bei nicht verschwindendem äusseren Feld durchgeführt werden.

Zum zweiten sollte der Unterschied im kritischen Verhalten zwischen kristallographisch verschieden orientierten Proben festgestellt werden. Die Messungen wurden daher grundsätzlich an zwei Proben mit verschiedener Orientierung vorgenommen.

2. MAGNETISCHE PHASENUMWANDLUNG

2.1. Überblick über die theoretischen Ansätze

Die erste Theorie, mit deren Hilfe das kritische Verhalten beschrieben werden konnte, war die Molekularfeldtheorie von P. Weiss ¹⁾. Sie sagt aus, dass die spontane Magnetisierung M_S oberhalb des Curiepunktes T_C Null ist und unterhalb T_C mit abnehmender Temperatur zunimmt:

$$M_S = M_{S0} \cdot \left(\frac{T_C - T}{T_C} \right)^\beta \quad \text{mit } \beta = \frac{1}{2} \quad (1)$$

Für die Suszeptibilität gilt entsprechend

$$\chi = \chi_0 \cdot \left(\frac{|T - T_C|}{T_C} \right)^\gamma \quad \text{mit } \gamma = 1 \quad (2)$$

β und γ sind die kritischen Exponenten, die allerdings im Experiment zu $\beta \approx 1/3$ und $\gamma \approx 4/3$ bestimmt wurden. Wegen der schlechten Übereinstimmung der Molekularfeldtheorie mit dem Experiment, wurde die Suche nach weiteren exakt lösbaren Modellen fortgesetzt. Resultate dieser Bemühungen waren das zweidimensionale Isingmodell und das sphärische Modell ⁷⁵⁾. Mit keinem dieser Modelle jedoch lassen sich Exponenten berechnen, die den im Experiment an dreidimensionalen Systemen beobachteten entsprechen.

Dies liegt, wie man heute weiss, daran, dass die Molekularfeldtheorie die am Umwandlungspunkt auftretenden Fluktuationen überhaupt nicht berücksichtigt, wodurch sich unter anderem ein zu kleines γ ergibt, wogegen das sphärische Modell die Fluktua-

tionen überbewertet, mit der Folge eines zu grossen γ . Das zweidimensionale Isingmodell beschreibt die Fluktuationen richtig, da aber die Dimension des Systems bei Phasenumwandlungen eine wichtige Rolle spielt, führt auch dieses nicht zu den richtigen Ergebnissen. Das dreidimensionale Isingmodell wiederum ist nicht in Strenge lösbar. Mit Näherungslösungen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, liessen sich bessere Resultate erzielen. Eine Übersicht der heute verwendeten Methoden ist bei Stanley ⁷⁵⁾ enthalten.

2.2. Ansatz mit homogenen Funktionen

Es lag daher nahe, einen neuen Versuch zur Beschreibung der Phasenumwandlungen zu unternehmen. Der erste Schritt dazu stammt von Widom ²⁾, der die physikalisch weitreichende Annahme machte, dass sich die freie Energie F in einen regulären und einen singulären Anteil separieren lässt:

$$F = F_{\text{reg}}(\epsilon, H) + F_{\text{sing}}(\epsilon, H). \quad (3)$$

ϵ ist die reduzierte Temperatur mit

$$\epsilon = \frac{|T - T_c|}{T_c} \quad (4)$$

und H das äussere Feld. Widom nahm weiter an, dass der singuläre Teil verantwortlich für das kritische Verhalten und eine homogene Funktion der beiden Variablen ϵ und H ist.

Angewendet auf die Theorie der Phasenumwandlungen ergibt dies

$$F_{\text{sing}}(1\epsilon, 1^\mu H) = 1^{2-\alpha} F_{\text{sing}}(\epsilon, H) . \quad (5)$$

1 ist ein Zahlenfaktor und μ der sog. "gap exponent". Der Exponent $2-\alpha$ hat seine spezielle Form deshalb, damit nach zweimaliger Differenziation von F_{sing} nach ϵ das Potenzgesetz ($c \sim \epsilon^{-\alpha}$) der spezifischen Wärme c den üblichen Exponenten α aufweist. Auch alle weiteren Potenzgesetze der kritischen Variablen lassen sich durch Differenzieren von F_{sing} ableiten. So ergibt sich für die Magnetisierung die Gl. (1) durch Differenzieren nach H und die Suszeptibilität der Gl. (2) entsprechend durch zweimaliges Differenzieren nach H .

Der oben skizzierte Ansatz von Widom hat sich für die Diskussion der kritischen Phänomene als äusserst fruchtbar erwiesen. Wilson³⁾ ergänzte diesen Ansatz, indem er dessen physikalische Plausibilität begründete und den Formalismus auf eine mathematisch konsistente Form brachte, die - als Renormierungsgruppe - von der Feldtheorie her bekannt war.

Für die numerische Berechnung der Exponenten hat Wilson⁴⁾ eine Rekursionsformel verwendet. Einige seiner Ergebnisse und diejenigen der in 2.1. aufgeführten Theorien sind in der Tabelle der Abb. 1 zusammengestellt.

Exp.	Molekularfeld- theorie	Ising- Modell d=2	Sphärisches Modell d=3	Ising-Modell- Näherung d=3
β	1/2	1/8	1/2	0,31
γ	1	7/4	2	5/4
α	0	0	-1	0,06
	Heisenberg-Modell Näherung d=3	Renormierungs- gruppe d=3	Experimente d=3	
β	?	?	$\approx 1/3$	
γ	1,39	1,21	$\approx 4/3$	
α	0	?	≈ 0	

Abb. 1: Kritische Exponenten verschiedener Modelle. d ist die Dimension des Systems.

2.3. Einfluss der Anisotropie

Es ist das Verdienst von Riedel und Wegner ⁵⁾, den oben beschriebenen Ansatz auch auf anisotrope Systeme ausgedehnt zu haben.

Die Anisotropie wird gekennzeichnet durch einen Parameter Δ :

$$\Delta = \frac{|I'' - I^\perp|}{I''} \equiv \frac{\Delta I}{I} \quad , \quad (6)$$

$I^{\parallel}$ und $I^{\perp}$ sind die Austauschenergien parallel und senkrecht zur leichten Richtung. Im isotropen Fall ist $\Delta=0$, ansonsten klein und nicht negativ. Im allgemeinen ist es sinnvoll, zwei Parameter Δ_1 und Δ_2 einzuführen. Für die Hamiltonfunktion wird angesetzt:

$$\mathcal{H} = - \frac{1}{2} \sum_{r,r'} I(r-r') \left[S_r^z S_{r'}^z + (1-\Delta_1) S_r^x S_{r'}^x + (1-\Delta_1-\Delta_2) S_r^y S_{r'}^y \right] \quad (7)$$

wo S_r und $S_{r'}$ die Spins an den Stellen r und r' bedeuten.

Phasenumwandlungen zweiter Art wie die magnetische sind charakterisiert durch grosse Fluktuationen des Ordnungsparameters. Die Anisotropie bewirkt ⁵⁾, dass die Fluktuationen in schweren Richtungen unterdrückt werden, d. h. die geordneten Bereiche sind im isotropen Fall im Mittel kugelförmig, im anisotropen Fall, z. B. für zwei leichte und eine schwere Richtung, im Mittel flache Ellipsoide. Der Effekt wird grösser, je mehr sich das System dem Umwandlungspunkt nähert und je grösser die Anisotropiekonstante ist ⁵⁾. Oberhalb einer charakteristischen Temperatur $T_{\Delta} > T_c$ erscheint das System daher nahezu isotrop, während sich unterhalb T_{Δ} die Anisotropie zunehmend bemerkbar macht ⁵⁾.

3. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DES EXPERIMENTS

3.1. Anisotrope Ferromagnetika

3.1.1. Wahl der Anisotropieart

Es wurde bereits in der Einleitung gesagt, dass die Anisotropie mittels einer Zugspannung erzeugt werden kann. Aus der Vielzahl der Anisotropieerscheinungen ergeben sich aber auch andere Möglichkeiten. Dabei denkt man vor allem an die natürliche Kristallanisotropie, welche bewirkt, dass die bis zur Sättigung gemessene Magnetisierungsarbeit $\int H dM$ bei Magnetisierung in verschiedenen kristallographischen Richtungen verschieden gross ist ⁶⁾. Es sprechen zwei Gründe dagegen, bei Versuchen mit variabler Anisotropie auf die Kristallanisotropie zurückzugreifen:

- Die Kristallanisotropie nimmt mit Annäherung an den Curiepunkt stärker ab als andere Anisotropien.
- Um die Anisotropie zu variieren, muss für jeden Messpunkt ein anderes Material verwendet werden.

Die ohne Zweifel günstigere Möglichkeit ist die Variation der Spannungsanisotropie. Spannungsanisotropie liegt vor, wenn in einem Kristall mit nicht verschwindender Magnetostriktion $\frac{dl}{dH}^m$,

(dl_m ist die Längenänderung unter dem Einfluss eines äusseren Feldes dH), die Lage der spontanen Magnetisierung M_s durch eine äussere Spannung beeinflusst wird. Die Variation dieser äusseren Spannung bewirkt somit die gewünschte Änderung der Anisotropie. Kneller ⁷⁾ gibt für den Anisotropieenergiedichteanteil, der von den äusseren Spannungen herrührt, folgenden Ausdruck an:

$$F_{\sigma} = - \frac{3}{2} \lambda_{100} (\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2) + \lambda_{111} (2\alpha_1 \alpha_2 \gamma_1 \gamma_2 + 2\alpha_2 \alpha_3 \gamma_2 \gamma_3 + 2\alpha_3 \alpha_1 \gamma_3 \gamma_1) . \quad (8)$$

Dabei sind $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ und $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ die Richtungs cosinusse der spontanen Magnetisierung bzw. der Zugspannung bezogen auf die kubischen Achsen eines Kristalls. Weiter ist

$$\Pi_{ijk} = \sigma \cdot \gamma_i \gamma_j \gamma_k \quad (9)$$

der Spannungstensor und

$$\lambda_{100} = \left(\frac{dl_m}{l_m} \right)_{100}, \quad \lambda_{111} = \left(\frac{dl_m}{l_m} \right)_{111} \quad (10)$$

sind die Magnetostraktionskonstanten, gegeben durch die relative Längenänderung $\frac{dl_m}{l_m}$ des Kristalls bei Änderung der Magnetisierung von $M=0$ bis zur Sättigung.

Setzt man vereinfachend $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$, wo λ_s die isotrope Sättigungsmagnetostraktion des Polykristalls ist, so ergibt sich

aus Gl. (8)

$$F_{\sigma} = - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \phi . \quad (11)$$

Hier bedeutet $\cos \phi = \alpha_1 \gamma_1 + \alpha_2 \gamma_2 + \alpha_3 \gamma_3$ den Cosinus des Winkels zwischen Magnetisierungs- und Spannungsrichtung. Für diesen letztgenannten Fall und $\sigma > 0$ folgt für positive Magnetostriktion $\lambda_s > 0$, dass es eine leichte Richtung parallel zur Spannungsrichtung gibt. Bei $\lambda_s < 0$ dagegen erhält man eine schwere Richtung parallel zur Spannungsrichtung und eine leichte Ebene senkrecht dazu.

3.1.2. Wahl des Probenmaterials

Als Probenmaterial wurde Nickel verwendet. Nickel hat den Vorteil, dass seine physikalischen Eigenschaften schon Gegenstand umfangreicher Forschungen waren und deshalb weitgehend bekannt sind. So lassen sich z.B. für die Magnetostruktionskonstanten bei Zimmertemperatur der Literatur ⁸⁾ folgende Werte entnehmen:

$$\lambda_{100} = -50,8 \cdot 10^{-6} \quad \lambda_{110} = -30,4 \cdot 10^{-6} \quad \lambda_{111} = -22,6 \cdot 10^{-6} .$$

Daraus folgt ⁸²⁾, dass ein Nickелеinkristall, unabhängig von der Richtung der angelegten Zugspannung, unter Zug eine schwere und zwei leichte Richtungen aufweist. Wesentlich ist dabei, dass dieser Mechanismus auch in der Umgebung des Curiepunktes noch einen hinreichend grossen Anisotropiebeitrag liefert. Diese Problematik wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

3.1.3. Abschätzung der Grössenordnung des Anisotropieeffekts

Für die Eindeutigkeit des Experiments kommt es darauf an, dass die Probe am Curiepunkt ausser der Spannungsanisotropie keine weiteren Anisotropien gleicher Grössenordnung aufweist. Nun ist aber die gesamte freie Energiedichte $F(T)$ nahe am Curiepunkt eine sich schnell ändernde Funktion von T , deren wesentliche Beiträge die Kristallanisotropie F_K , die magnetoelastische Anisotropieenergie F_M , die elastische Anisotropieenergie F_E und die Formanisotropieenergie F_F sind ^{9,24}). Hierzu kommt ausserdem noch der Beitrag des äusseren Feldes $F_H = - \vec{M} \cdot \vec{H}$, der im weiteren Sinne ebenfalls als Anisotropie aufgefasst werden kann, der aber für die hier vorzunehmende Abschätzung ohne Bedeutung ist ($\approx 20 \text{ erg/cm}^3$). Für die Gesamtanisotropieenergiedichte ergibt sich:

$$F = F_K + F_M + F_E + F_F. \quad (12)$$

Fasst man die elastischen Anteile von F_M und F_E zusammen und lässt diejenigen Terme weg, die nicht von der Richtung der spontanen Magnetisierung abhängen, so erhält man

$$F = F_K + F_\sigma + F_F, \quad (13)$$

wo F_σ die Spannungsanisotropie bedeutet. Diese drei Grössen sollen im folgenden abgeschätzt werden.

3.1.3.1. Die Spannungsanisotropie

Für die Energiedichte der Spannungsanisotropie wurde in Gl.(11) die Beziehung

$$F_{\sigma} = - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \phi \quad (11)$$

angegeben. Fällt die Spannungsrichtung mit der Magnetisierungsrichtung zusammen, so vereinfacht sich diese Gleichung unter Verwendung der Definition $F_{\sigma} = K_{\sigma} \cdot f(\alpha_i, \gamma_i)$ zu

$$K_{\sigma} = - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma, \quad (14)$$

wo $f(\alpha_i, \gamma_i)$ die Winkelabhängigkeit der Spannungsanisotropie angibt. Für die Zugspannung σ wurde als obere Grenze $\sigma = 140 \text{ g/mm}^2$ angenommen, ein Wert, bei dem der Nickeleinkristall laut Messungen von Soeffge ¹⁰⁾ sowie von Mader und Seeger ¹¹⁾ sicher noch im elastischen Bereich ist. Über den elastischen Bereich hinauszugehen, erscheint wegen der dann stark zunehmenden Zahl der Gitterfehler und der damit verbundenen lokalen Verzerrung des Gitters nicht sinnvoll.

In Abb. 2 ^{12,13)} ist die Temperaturabhängigkeit der Magnetostruktionskonstanten bis knapp an den Curiepunkt dargestellt. Daraus geht hervor, dass λ_{100} , λ_{111} und λ_s mit steigender Temperatur gegen Null gehen. Im kritischen Bereich nahe T_c divergieren jedoch die magnetoelastischen Kopplungskonstanten wie an EuO ¹⁴⁾ und Ni ¹⁵⁾ gezeigt wurde. Ausserdem divergiert die

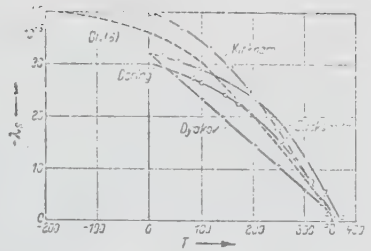
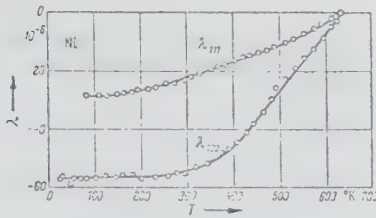


Abb. 2: Temperaturabhängigkeit von λ_{100} , λ_{111} und λ_s von Nickel nach Corner et al ^{12,13)}

Grösse $\frac{d\omega}{dH}$, d.h. die Änderung der Volumenmagnetostraktion mit dem Feld, nachgewiesen an Ni ¹⁶⁾ und Gd ¹⁷⁾. Die Volumenmagnetostraktion lässt sich schreiben als die Summe der relativen Längenänderungen parallel ($\parallel$) bzw. senkrecht ($\perp$) zur Feldrichtung ¹⁸⁾

$$d\omega = \left(\frac{dl}{l} \right)_{\parallel} + 2 \left(\frac{dl}{l} \right)_{\perp} . \quad (15)$$

Bei geeigneter ¹⁸⁾ Richtung des Feldes wird damit $d\omega$ proportional zu den Magnetostraktionskonstanten der Gl. (10), und man kann schliessen, dass mindestens eine davon ebenfalls divergieren muss. Dies wird bestätigt durch Messungen von Shapira et al ¹⁹⁾ an Mangan-difluorid, dargestellt in Abb. 3b. Aufgetragen ist die relative Längenänderung $\frac{\Delta l}{l}_{\parallel}$ in $\langle 001 \rangle$ -Richtung, normiert auf das Quadrat des angelegten Feldes H , gegen die Temperatur. Es ergibt sich bei T_N ein scharfes Maximum. Dieses Ergebnis wurde für kleine Feldstärken H erzielt, bleibt aber auch im Falle $H \rightarrow 0$ gültig ¹⁹⁾. Da bei den Messungen der Abb. 3b die Feldstärke konstant gehalten wurde, ist die Divergenz der Messgrössen auf die Divergenz der relativen Längenänderung $\frac{\Delta l}{l}_{\parallel}$ zurückzuführen.

Die Messwerte der Abb. 3b wurden ohne Sättigung der Probe erhalten. Die Grösse $(\Delta l/l)_{\parallel 001}$ ist daher nicht mit der Magneto-

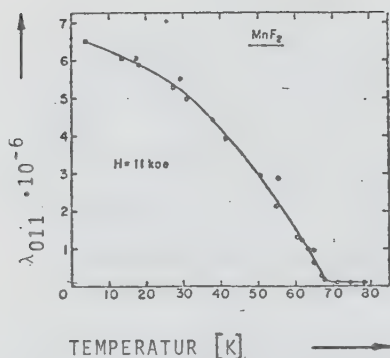


Abb. 3a: Verlauf der Magnetostruktionskonstante λ_{011} im Temperaturbereich $0 < T < 80$ K. Substanz MnF_2

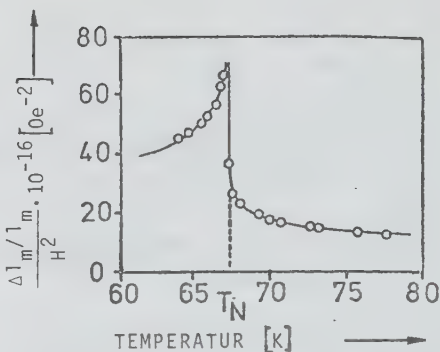


Abb. 3b: Anomalie der relativen Längenänderung $(\Delta l/l)_{001}$ nach Shapira et al. normiert auf H^2 . Substanz MnF_2

struktionskonstante λ_{001} gleichzusetzen, die auf S.11 für eine Magnetisierungsänderung von $M=0$ bis zur Sättigung definiert wurde und daher grösser sein muss als $(\Delta l_m/l_m)_{001}$. Die Divergenz bei T_N ist für λ_{001} noch ausgeprägter. Für eine vorsichtige Abschätzung genügt es festzustellen, dass $(\Delta l_m/l_m)_{001}$ bei $\epsilon=10^{-2}$, d.h. bei $T_N-0,6$ K, eine Größenordnung gegenüber den Werten ausserhalb des kritischen Bereichs ($T > 75$ K, $T < 60$ K) zugenommen hat.

Aus Abb. 3a geht hervor, dass die Magnetostruktionskonstante λ_{011} von $0,25 \cdot 10^{-6}$ bei 70 K auf $6 \cdot 10^{-6}$ bei 10 K zunimmt. Setzt man wieder näherungsweise $\lambda_{001} = \lambda_{011} = \lambda_s$, so kann vom kritischen Verhalten der Magnetostruktionskonstanten bei MnF_2 aufgrund der Universalität der Phasenumwandlungen auf das kritische Verhalten von λ_s bei Ni geschlossen werden. Zu berücksichtigen ist dabei, dass MnF_2 im Gegensatz zum Ni stark anisotrop ist und daher quantitative Vergleiche nur der Größenordnung nach relevant sind. Mit den Werten der Abb. 2 für λ_s bei Nickel und tiefen Temperaturen ($\lambda_s(20\text{K}) = -40 \cdot 10^{-6}$) ergibt sich $\lambda_s(\epsilon=10^{-2}) = -17 \cdot 10^{-6}$. Damit berechnet sich für $\sigma = 140 \text{ g/mm}^3$ aus der Gl. (14) $K_0(\epsilon=10^{-2})$ zu 357 erg/cm^3 .

3.1.3.2. Die Kristallanisotropie

Die Kristallanisotropieenergiedichte F_K ist eine Funktion der kristallographischen Richtungscosinusse $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ der spontanen Magnetisierung:

$$F_K = F_K(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3). \quad (16)$$

Für kubische Kristalle gilt der bekannte Ausdruck

$$F_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (17)$$

Der winkelunabhängige Term K_0 ist zur Beschreibung der Messergebnisse nicht notwendig, und weitere höhere Glieder können vernachlässigt werden. Bei Zimmertemperatur ist $K_1 \approx -5 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ und K_2 klein gegen K_1 . Dies bedeutet ²⁰⁾, dass die $\langle 111 \rangle$ -Richtung eine leichte Richtung ist. Mit steigender Temperatur gehen K_1 und K_2 aber gem. Abb. 4a, b, c gegen Null.

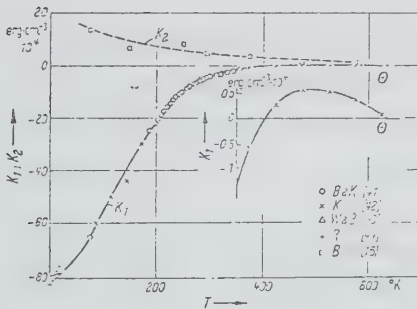


Abb. 4a: Temperaturabhängigkeit der Kristallenergiekonstanten K_1 und K_2 (aus Kneller: Ferro-magnetismus)

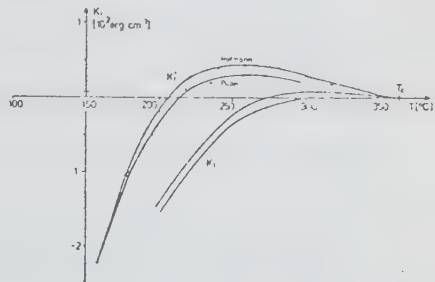


Abb. 4b: Korrektur von K_1 durch Krause ²¹⁾. Die beiden oberen Kurven K_1 stellen die unkorrigierten Messwerte von Hoffmann und von Puzi dar, die beiden unteren den durch Krause korrigierten Verlauf.

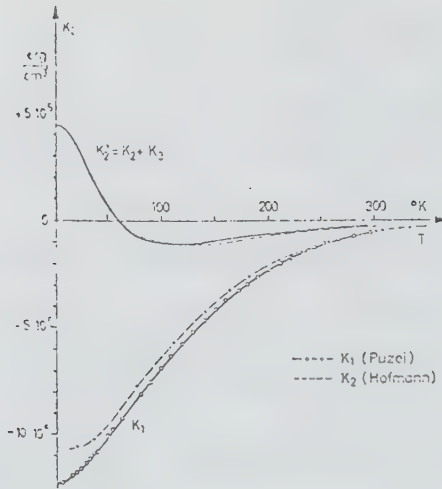


Abb. 4c: Die Anisotropiekonstanten K_1 und K_2' von Nickel bei tiefen Temperaturen. Zum Vergleich die Messergebnisse von Puzei für K_1 und von Hofmann für K_2' (nach Krause) ²¹⁾.

Der in Abb. 4a dargestellte Nulldurchgang von K_1 konnte von Krause ²¹⁾ (Abb. 4b) durch Korrektur der Messwerte widerlegt werden. $K_2' = K_2 + K_3$ hat dagegen einen Nulldurchgang bei ca. 70°K (Abb. 4c), um dann negativ zu bleiben ²¹⁾.

Nahe am Curiepunkt sind K_1 und K_2 annähernd gleich gross. Für $\epsilon = 10^{-2}$ ergibt sich durch lineare Extrapolation

$$K_1 \approx K_2 \approx 1 \text{ erg/cm}^3.$$

Der winkelabhängige Koeffizient von K_1 kann maximal den Wert 3 annehmen und der entsprechende Koeffizient von K_2 maximal den Wert 1. Vernachlässigt man K_0 erhält man schliesslich

$$F_K(\epsilon=10^{-2}) < 4 \text{ erg/cm}^3,$$

d.h. die Kristallanisotropie ist bei diesen Temperaturen klein gegen die Spannungsanisotropie (vgl. S. 16).

3.1.3.3. Die Formanisotropie

Für ein langgestrecktes homogen magnetisiertes Rotationsellipsoid gilt für den Formanteil der freien Energiedichte

$$F_F = \frac{1}{2} N M_S^2, \quad (18)$$

wo N den geometrischen Entmagnetisierungsfaktor in der Richtung von M_S bedeutet. Durch die geometrische Form des Kristalls ist eine einachsige Anisotropie gegeben ⁸⁹⁾. Der Entmagnetisierungsfaktor hängt vom Achsenverhältnis des Ellipsoids, bzw. bei einem zylindrischen Stab vom Verhältnis Länge zu Durchmesser, ab. Bei den hier verwendeten Kristallen war dieses Verhältnis $m=20$. Der Entmagnetisierungsfaktor ist ausserdem von der Suszeptibilität des Materials abhängig. Er kann für lange zylindrische Stäbe für $\chi \rightarrow \infty$ mit Hilfe der Näherungsformel von Neumann und Warmuth ²²⁾ berechnet werden:

$$N_{\chi \rightarrow \infty} = \frac{4\pi (4,02 \log m - 0,92)}{2m^2} \text{ für } m \geq 10. \quad (19)$$

Es ergibt sich $N_{\chi \rightarrow \infty} (m=20) = 0,068$, ein Wert, der mit dem von Bozorth ²³⁾ für homogen magnetisierte Zylinder gegebenen Wert $N = 0,075$ gut übereinstimmt.

Für M_s gibt Geissler ²⁵⁾ bei $\epsilon = 10^{-2}$ einen Wert

$$M_s (\epsilon = 10^{-2}) = 123 \text{ G.}$$

Die Temperaturabhängigkeit von M_s ist nahe T_c als Potenzgesetz gegeben ⁷⁶⁾:

$$M_s = M_{s0} \cdot \epsilon^\beta . \quad (20)$$

Mit $\beta = 0,38$ ^{76,78)} und dem oben angegebenen Wert von M_s bei $\epsilon = 10^{-2}$ lässt sich schreiben

$$M_s = 708 \cdot \epsilon^{0,38} . \quad (21)$$

Damit berechnet sich die Formanisotropieenergiedichte aus Gl. (18) für den homogen magnetisierten Kristall zu

$$F_F = 529 \text{ erg/cm}^3 .$$

Die hier verwendeten Proben sind aber nicht homogen magnetisiert, sondern weisen Bereichsstrukturen auf (siehe 4.1.). Die Ausbildung der Strukturen ist temperaturabhängig und bis auf einige Grad unterhalb des Curiepunktes nachgewiesen ^{26 - 30)}.

Geht man von der Annahme aus, dass auch im kritischen Bereich noch Reste der Bereichsstruktur in plattenähnlicher Form vorhanden

sind, so muss für die Berechnung von F_F die Gl. (18) durch Gl. (22) ersetzt werden ²⁴⁾:

$$F_F = \frac{E_F}{V} \approx \frac{2 \cdot 0,85 \cdot M_S^2 \cdot b \cdot c \cdot D}{a \cdot b \cdot c} . \quad (22)$$

E_F ist hier die Streufeldenergie einer würfelförmigen Probe mit dem Volumen V , den Kantenlängen a , b , c und der Plattendicke D . Die Platten sind entweder parallel zur Längsachse des Kristalls oder senkrecht dazu ausgerichtet und haben im Mittel eine Dicke von $D = 0,1 \text{ mm}$ ²⁷⁾. Im ersten Fall einer Plattenstruktur parallel zur Kristalllängsachse ist $a=100 \text{ mm}$, und es ergibt sich eine Formanisotropieenergiedichte von

$$F_F(\epsilon=10^{-2}) = 26 \text{ erg/cm}^3.$$

Im zweiten Fall einer Plattenstruktur senkrecht zur Kristalllängsachse ist $a=5 \text{ mm}$, und es ergibt sich eine Formanisotropieenergiedichte von

$$F_F(\epsilon=10^{-2}) = 514 \text{ erg/cm}^3.$$

Im kritischen Bereich mit weitgehend aufgelöster Struktur sind sicherlich beide Strukturarten nebeneinander vorhanden. Welche davon im Einzelfall überwiegt, hängt u.a. von der Vorgeschichte der Probe ab.

4. MESSPRINZIP UND EXPERIMENTELLER AUFBAU

4.1. Die Bereichsstruktur der Proben

Mit der Bereichsstruktur von Nickeleinkristallen haben sich schon eine Vielzahl Autoren befasst ^{26 - 30}). Das kubisch-flächenzentrierte Nickel hat als Richtungen leichter Magnetisierung bei Zimmertemperatur die Raumdiagonalen $\langle 111 \rangle$. Daher gibt es, laut Néel ³¹), zwei verschiedene Orientierungen, für die eine plattenartige Grundstruktur der Bereiche senkrecht zur Probenlängsachse erwartet werden kann. In $\langle 110 \rangle$ -Ebenen, die zwei Raumdiagonalen enthalten, liegt sowohl eine $\langle 100 \rangle$ - als auch eine $\langle 110 \rangle$ - Richtung symmetrisch zu diesen Raumdiagonalen ²⁷). Kristalle mit $\langle 100 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ als Stabachsen sind also bei der Ausbildung einer solchen Plattenstruktur bevorzugt ²⁷). Kristalle mit $\langle 111 \rangle$ als Stabachse dagegen bilden Bereiche, die sich über die gesamte Probenlänge erstrecken ⁶⁴). An der Oberfläche der Proben bilden sich die bekannten zickzackförmigen Abschlussstrukturen, die aber, abhängig von der Fehlorientierung, nur einen geringen Volumenanteil des Kristalls beanspruchen, und deren Einfluss daher vernachlässigt werden kann.

Die Ausprägung der Bereichsstruktur wird mit steigender Temperatur wegen der zunehmenden thermischen Unordnung schwächer, jedoch haben Messungen ^{27,28}) gezeigt, dass bis einige Grade unterhalb des Curiepunkts Wände, und damit Bereiche, noch vorhanden sind.

4.2. Güte und Vorbehandlung der Proben

Der Auswahl und der Vorbehandlung der Proben wurde besondere Sorgfalt gewidmet. Das Wesen des Experiments liegt in der Verzerrung der kubischen Elementarzelle zu einem Quader. Es leuchtet ein, dass jeder Gitterfehler in Form von Fremdatomen oder Versetzungen eine lokale Deformation des Gitters und ein für die Eindeutigkeit des Effekts schädliches Spannungsfeld zur Folge hat.

Die homogene Spannungsverteilung im Kristall ist eine weitere Vorbedingung, der nur genügt werden kann, wenn der Kristall über seine gesamte Länge einen konstanten Querschnitt aufweist.

Es standen zylindrische Nickeleinkristalle der Firma Materials Research mit einer Länge von 100 mm, einem Durchmesser von 5 mm und einer Reinheit von 99,995 % zur Verfügung. Davon waren zwei Kristalle in $\langle 111 \rangle$ -Richtung (Probe A und Probe B) und einer in $\langle 110 \rangle$ -Richtung orientiert, wobei die Fehlorientierung maximal $\pm 2^\circ$ betrug. Nach Angabe des Herstellers waren sie lunkerfrei. Die Verunreinigungen laut Analyse lagen für alle Elemente unter 6 ppm mit der Ausnahme von Fe, C und O, für die 30, 10 und 17 ppm ermittelt wurden.

Die Proben, die bei Lieferung Dickenschwankungen bis zu 25 % aufwiesen, wurden zunächst auf gleichmässig zylindrische Form geätzt, anschliessend eine Woche bei 1100°C getempert und dann mittels Laue-Aufnahmen vor dem endgültigen Einbau kontrolliert.

4.3. Das Messprinzip

Die transversalen Grössen Magnetisierung und Suszeptibilität sind definiert:

$$M^{\perp} = \frac{dF}{dH^{\perp}} \quad \text{und} \quad \chi^{\perp} = \frac{d^2F}{dH^{\perp 2}} ,$$

d.h. ihre Messung kann durch Änderung des transversalen Feldes $H^{\perp}$ erfolgen.

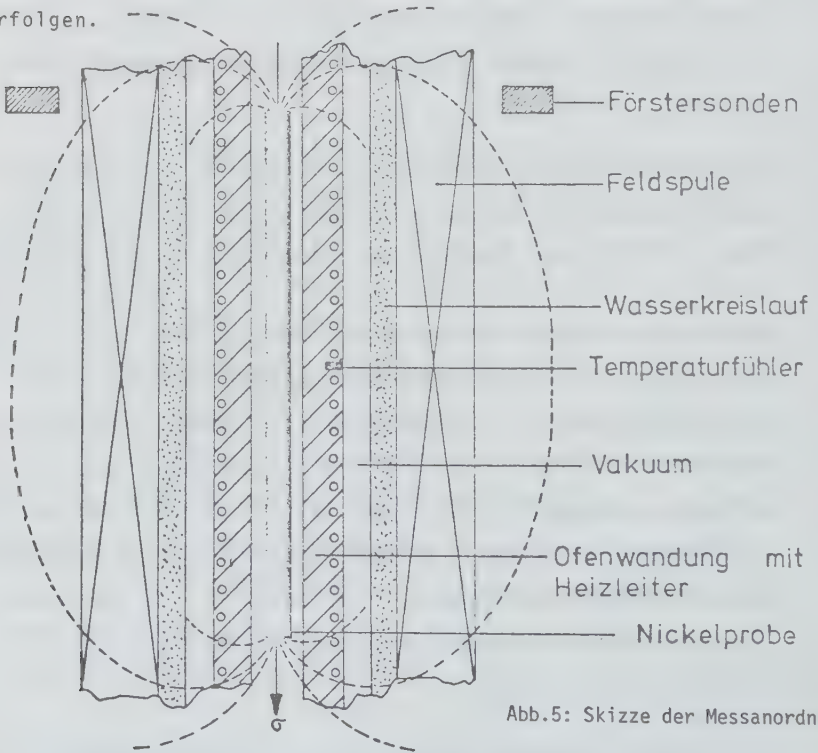


Abb.5: Skizze der Messanordnung

Physikalisch ist dies plausibel, wenn angenommen wird, dass sich die durch Drehung der Spins verursachten Änderungen der Magnetisierung senkrecht zur Stabachse ($M^{\perp}$, da in der leichten Ebene) gegenseitig kompensieren und die Änderung der Magnetisierung allein auf die transversale Komponente zurückzuführen ist.

Daher wurde die experimentelle Anordnung der Abb.5 gewählt, wo die Feldspule des äusseren Feldes $H^{\perp}$ in Probenlängsachse ausgerichtet ist.

4.4. Auslegung der Apparatur

Der Prototyp der Apparatur wurde nach den oben erläuterten Grundsätzen im Rahmen einer Diplomarbeit ⁴⁴⁾ konzipiert und erprobt, so dass ein kurzer Überblick an dieser Stelle ausreichend ist. Weitgehende Veränderungen fanden zwar später statt, vor allem im Aufbau des Ofens und dessen Temperaturregelung sowie in der elektronischen Erfassung der Messdaten, das Prinzip jedoch blieb unverändert. In Abb. 6 ist der experimentelle Aufbau als Blockdiagramm dargestellt.

Die Probe hängt an dünnen nichtmagnetischen Stahldrähten in der Mitte des Ofens. Dieser wird durch sechs unabhängige Heizwicklungen geheizt, die mit Hilfe einer elektronischen Regelung die zeitliche Temperaturschwankung auf 10^{-3} K und dem Temperaturgradienten ΔT entlang der Probe auf $\Delta T < 10^{-2}$ K beschränkten. Für die Temperaturmessung wurde ein Platinwiderstandsfühler in der Ofenwandung in Höhe der Probenmitte in Verbindung mit einer hochempfindlichen Widerstandsmessbrücke verwendet. Über ein 10-Wendel Helipot konnte der Temperatursollwert als Spannungsvorgabe an die Regelung und weiter an das Heizungsnetzgerät gegeben werden. Mit dieser Anordnung war es möglich, die Temperatur in Schritten von $2,5 \cdot 10^{-2}$ K zu ändern und sie mit einer Genauigkeit von 10^{-3} K zu messen.

Um die Konvektion als Wärmeleitmechanismus auszuschliessen, wurde das Ofeninnere auf $5 \cdot 10^{-5}$ Torr evakuiert.

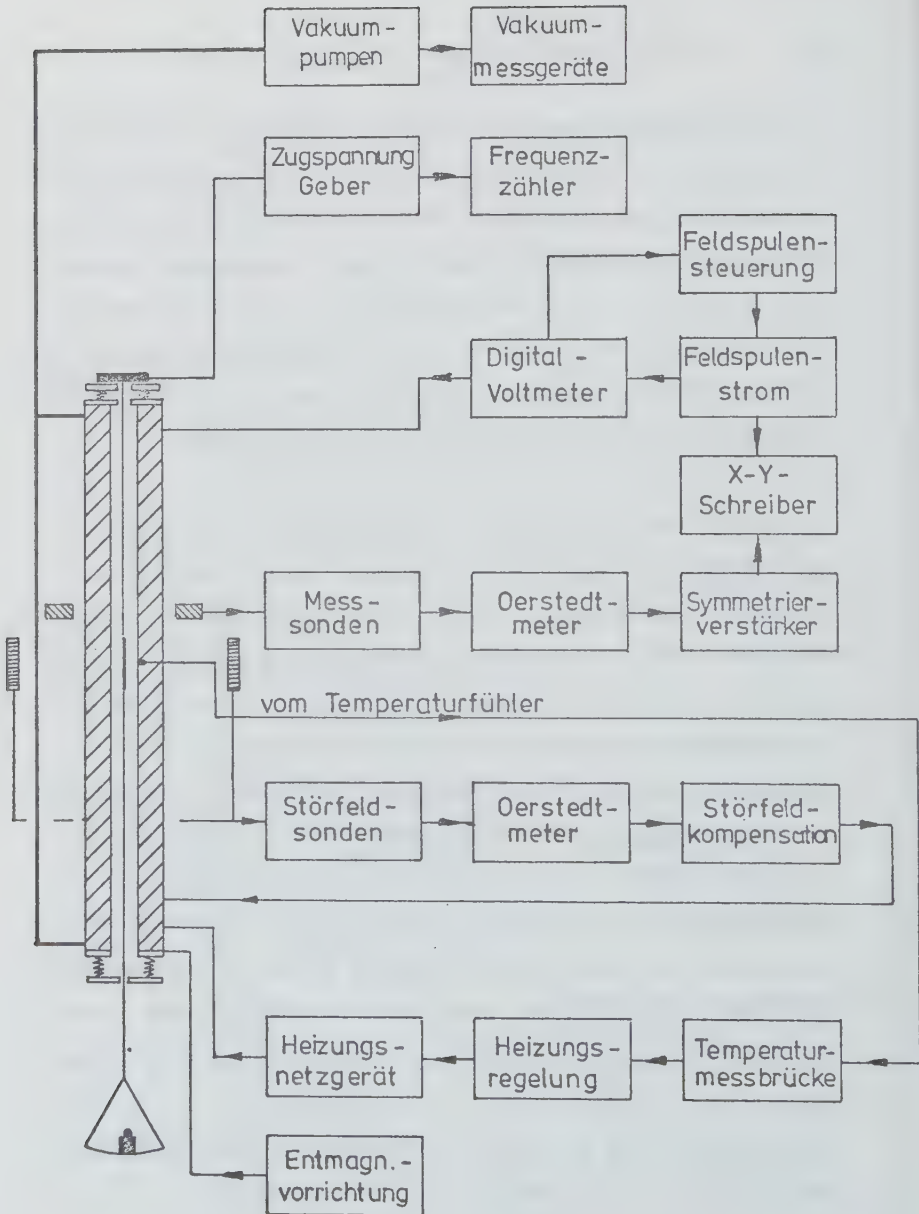


Abb. 6: Blockdiagramm des experimentellen Aufbaus

Das Mantelrohr wurde doppelwandig ausgeführt und mit einem Wasserkreislauf versehen, um die Schwankungen der Umgebungstemperatur zu eliminieren. Das Mantelrohr diente ausserdem als Träger der fünf Lagen der Feldspule.

Die Zugspannung wurde durch die an den Kristallhalterungsdraht gehängten Gewichte erzeugt. Die untere Kristallaufhängung war daher als Drehdurchführung ausgelegt, während die obere Aufhängung als Plattenkondensator ausgeführt war, um mittels einer Frequenzmessung auch während des Versuchs eine genaue Kontrolle und Registrierung der angelegten Zugspannung zu ermöglichen. Der Abstand der Kondensatorplatten war durch acht kreisförmig angeordnete Spiralfedern variabel.

Das von den Förstersonden aufgenommene und in einem Zusatzgerät verarbeitete Messignal wird verstärkt und auf einen x-y-Schreiber gegeben. Damit die so entstehende Hysteresekurve gleichmässig durchfahren wird, wurden die Motorpotentiometer des Spulenstromnetzgerätes vollautomatisch von einer programmierbaren elektronischen Steuerung angesteuert.

Ergänzt wird die Apparatur schliesslich durch zwei Netzspannungsstabilisatoren, die Wechselstromentmagnetisierungsvorrichtung, die Störfeldkompensation und die Sicherungselektronik für den Fall eines Wasser- oder Stromausfalles.

4.5. Bestimmungselemente der Messgrößen

4.5.1. Magnetisierung, äusseres Feld und Koerzitivkraft

Das Experiment wurde so ausgelegt, dass die transversale Magnetisierung als Funktion des angelegten Feldes $H^\perp$ gemessen werden konnte. Die Magnetisierung ist, wenn sekundäre Effekte wie Polwanderung u.a. vernachlässigt werden, dem Streufeld H_M der Probe proportional ⁷⁷⁾:

$$H_M \sim M. \quad (23)$$

Es genügt somit, das Streufeld zu messen, um mittels einer Eichung die Magnetisierung zu erhalten. Als Bezugspunkt der Eichung diente die bekannte ³³⁾ Sättigungsmagnetisierung von Nickel $M_S = 224,9$ G, bei einer Temperatur von $T = 327,98^\circ$ C.

Gemessen wird das Streufeld des Kristalls mittels Förstersonden ³⁴⁾, die senkrecht zur Probenlängsachse gem. Abb. 5 angeordnet sind. Zur Erzeugung des äusseren Magnetfeldes $H^\perp$ umgibt den Kristall die Feldspule. Dies bedingt eine sorgfältige Justierung der Förstersonden senkrecht zu dieser Spule, damit von deren Streufeld nichts registriert wird.

Das äussere Feld $H^\perp$ war nach Eichung mittels Hallsonde über die Spulenstromstärke direkt messbar. Die zwei verwendeten Lagen der Feldspule boten die Möglichkeit, Felder bis zu 120 Oe anzulegen, wobei die Langzeitschwankungen des Feldes kleiner als 10 μ Oe waren.

Solch hohe Felder waren nur für die Messung der Koerzitivkraft nötig. Die Probe wurde dazu in einem äusseren Feld von ca. 100 Oe gesättigt. Danach wurde das Feld verringert, bei $H=0$ umgepolt und dann der Nulldurchgang der Magnetisierung auf einem x-y-Schreiber registriert. Dem halbierten Abstand der beiden Äste der Hystereseschleife konnte so die Koerzitivkraft entnommen werden.

Zwei weitere Lagen der Feldspule wurden zur Erzeugung des Wechselfeldes für die Entmagnetisierung der Probe verwendet. Bei einer mittleren Koerzitivkraft der Proben von 0,1 Oe wurde ein entmagnetisierendes Wechselfeld von 10 Oe als ausreichend betrachtet. Dieses wurde vor jeder neuen Messung eine Minute lang angelegt und dann langsam auf Null verringert.

Eine weitere Lage der Spule diente der Kompensation des Erdfeldes und der Störfelder entlang der Probenachse. Die Störfelder waren von der Grössenordnung ± 15 mOe in vertikaler und ± 1 mOe in horizontaler Richtung. Die vertikalen Störungen konnten bis auf Reststörfelder von $\pm 0,05$ mOe kompensiert werden. Besonders empfindliche Messungen wurden nachts in der Zeit geringer Störfelder durchgeführt.

4.5.2. Die Suszeptibilität

Die differentielle Suszeptibilität ist definiert als

$$\chi = \left(\frac{dM}{dH} \right) \quad (24)$$

Oberhalb von T_c ist sie identisch mit der differentiellen Suszeptibilität des Paraprozesses χ_p :

$$\chi^+ = \chi_p^+ \quad (25)$$

Unterhalb T_c dagegen setzt sie sich aus mehreren Komponenten zusammen ³⁵⁾. Unter Vernachlässigung der für dieses Experiment unwesentlichen Glieder und unter der Annahme, dass sich die einzelnen Komponenten summieren lassen gilt:

$$\chi^- = \chi_f^- + \chi_p^- , \quad (26)$$

wo χ_f^- die ferromagnetische Suszeptibilität und χ_p^- die paramagnetische Suszeptibilität für $T < T_c$ ist.

In schwachen Feldern, d.h. im Rayleigh-Gebiet, gilt ganz allgemein in zweiter Näherung und unterhalb T_c für die Anfangsuszeptibilität die Beziehung

$$M = \chi_a H + \alpha_r H^2 \quad \text{mit} \quad \chi_a = \chi(H \rightarrow 0) \quad (27)$$

Dabei ist α_r die Rayleighkonstante. Der in H lineare Anteil ist rein reversibel, der in H quadratische Anteil rein irreversibel ³⁶⁾. In sehr kleinen Feldern unterhalb 10^{-2} Oe besteht annähernd Proportionalität zwischen M und H . Es finden vorwiegend reversible Magnetisierungsänderungen statt, und es gilt im Grenzfall $H \rightarrow 0$:

$$M = \chi_a H \quad \text{bzw.} \quad \chi_a = \frac{M}{H} . \quad (28)$$

Für diesen Grenzfall entartet die symmetrische Schleife zu einer Geraden, aus deren Steigung sich die Gesamtsuszeptibilität ergibt.

Dies ist nur eine Näherung. Der Fehler ist gegeben durch das in Gl. (27) vernachlässigte quadratische Glied $\alpha_r H^2$. Die Rayleighkonstante α_r ist temperaturabhängig und divergiert für $T \rightarrow T_c$. Mit den von Wunsch ³⁷⁾ gemessenen Werten für α_r ergibt sich für die hier durchgeführten Messungen im ungünstigsten Fall ein systematischer Fehler von $\Delta\chi/\chi = 5 \%$.

4.5.3. Die Curietemperatur

Die Curietemperatur wurde für jede Messung an Hand der Messwerte der Suszeptibilität im paramagnetischen Bereich bestimmt. Das Potenzgesetz der Gl. (2) nimmt für diesen Fall die Form³⁵⁾

$$\chi_p^+ = \chi_{po}^+ \cdot \epsilon^{-\gamma} \quad (33)$$

an, wo p für paramagnetisch und + für $T > T_c$ steht. χ_{po}^+ ist die "Amplitude". Der kritische Exponent γ wurde für ein Heisenbergmodell mit Spin 1/2 zu

$$1,36 < \gamma < 1,43$$

bestimmt⁴⁰⁻⁴³⁾. Logarithmiert man Gl. (33) so folgt:

$$\log \chi_p^+ = \log \chi_{po}^+ - \gamma \log \epsilon . \quad (34)$$

Wird χ_p^+ doppellogarithmisch gegen ϵ aufgetragen, erhält man eine Gerade mit der Steigung $-\gamma$. Abweichungen von dem Potenzgesetz und damit von der Geraden ergeben sich dort, wo dieses Gesetz die physikalischen Vorgänge nicht mehr richtig beschreibt, d.h. ausserhalb des kritischen Bereichs. Die Erfahrung hat gezeigt, dass mit einem linearen Verlauf der Kurve in einem ϵ -Intervall von

$$10^{-5} < \epsilon < 10^{-2}$$

gerechnet werden kann.

Dies ist aber nur der Fall, wenn in der Variablen ϵ der tatsächliche, zunächst noch unbekannte, Curiepunkt T_C verwendet wurde. Diese Schwierigkeit wird umgangen, indem ein z.B. aus einer Koerzitivkraftmessung geschätzter Wert für T_C eingesetzt wird. Dies wird in aller Regel im doppellogarithmischen Diagramm eine gekrümmte Kurve zur Folge haben, deren Abweichung vom linearen Verlauf ein Hinweis auf die Abweichung des angenommenen vom wahren Curiepunkt ist. Im zweiten Schritt wird ein korrigierter Schätzwert von T_C verwendet und weiter schrittweise solange, bis die optimale Übereinstimmung der Messpunkte mit der Geraden erreicht ist.

Diese Prozedur wurde von einem Rechner durchgeführt, der die Parameter T_C , x_{po}^+ und γ einschliesslich ihrer Fehler berechnete und zusätzlich eine Zeichnung mit den Messpunkten und der optimalen Geraden lieferte.

5. THEORETISCHE ERWARTUNGEN UND EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

5.1. Die Suszeptibilität

5.1.1. Folgerungen aus den Skalengesetzen

Die Erweiterung der Theorie der Phasenumwandlungen auf Systeme mit endlicher Anisotropie bedeutet für den singulären Teil der freien Energie aus Gl. (5), dass diese auch von den Anisotropieparametern $\Delta_{1,2}$ abhängt. Da ausserdem die Umwandlungstemperatur T_c von Δ_1 und Δ_2 nicht unabhängig ist, muss ε modifiziert und durch τ ersetzt werden:

$$\tau = \frac{T - T_c(\Delta_{1,2}, H^\perp = 0)}{T_c(0,0)} . \quad (35)$$

Damit gilt:

$$F_{\text{sing}} = F_{\text{sing}}(\tau, H, \Delta_1, \Delta_2) . \quad (36)$$

Die temperaturabhängige Suszeptibilität parallel zur leichten Richtung χ'' ergibt sich daraus durch zweimaliges Differenzieren der freien Energie nach H'' . Nimmt man den Grenzfall $H''=0$, so ist sie eine Funktion von τ und $\Delta_{1,2}$ allein. Es sei nun τ_Δ die charakteristische reduzierte Temperatur, die der in 2.3. eingeführten charakteristischen Temperatur T_Δ entspricht. τ_Δ ist definiert ⁵⁾

$$\tau_\Delta = A \cdot \Delta^{\frac{1}{\phi_3}}, \quad (37)$$

wo A eine systemabhängige Konstante und ϕ_3 ein universeller kritischer Exponent ist, der den Wert $\phi_3=1,25$ ⁹⁵⁾ annimmt. A wurde zu $A=0,28$ berechnet ⁹⁶⁾. Mit $\Delta=\lambda_s \sigma / E_A \approx 10^{-6}$, wo E_A die Austauschenergiegedichte ist, ergibt sich daraus $\tau_\Delta=4,4 \cdot 10^{-6}$, eine

Temperatur, die ausserhalb des Auflösungsvermögens heute verfügbarer Apparaturen ist. τ_{Δ} ist aber kein diskreter Wert, sondern ein Temperaturintervall, die s.g. "crossover region"⁹⁷⁾. Von der Grösse dieses Temperaturintervalls hängt es ab, ob eine Veränderung des kritischen Verhaltens durch die Anisotropie auch bei Temperaturen an der Grenze des Auflösungsvermögens ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-5}$) zu beobachten ist.

Für $\tau \gg \tau_{\Delta}$ ist die longitudinale Suszeptibilität nur unwesentlich von der Anisotropie abhängig. Es gilt im Falle einer schweren Richtung mit $\Delta_1 = 0$ ⁵⁾:

$$\chi''(\tau, \Delta_2) \sim \tau^{-\gamma_3} W_1(0), \quad (38.1)$$

wo $W_1(0)$ die schwache Abhängigkeit von Δ_2 beschreibt und γ_3 ein neuer kritischer Exponent ist. Nahe T_c andererseits gilt für $\tau \ll \tau_{\Delta}$ ⁵⁾

$$\chi''(\tau, \Delta_2) \sim \tau^{-\gamma_2} \cdot \Delta_2^{(\gamma_2 - \gamma_3)/\phi_3}, \quad (38.2)$$

d.h. hier ist die Abhängigkeit der Suszeptibilität von Δ_2 ausgeprägter. γ_2 und ϕ_3 sind weitere kritische Exponenten.

Der kritische Exponent γ wird temperaturabhängig, und zwar wird er für $T > T_c$ kleiner mit abnehmender Temperatur. Oberhalb τ_{Δ} müsste sich das γ des isotropen Heisenbergverhaltens mit $\gamma \approx 1,39$ ergeben, unterhalb dasjenige des XY-Modells mit einer leichten Ebene und einem $\gamma \approx 1,35$ ⁸⁰⁾.

Analog erhält man die transversale Suszeptibilität

$$\chi^{\perp} = - d^2 F_{\text{sing}} / dH^{\perp 2} \quad (39)$$

durch Differenziation von F_{sing} nach dem transversalen Feld $H^{\perp}$.

Es ergibt sich ⁵⁾ für $\Delta_1=0$, $H \rightarrow 0$:

$$\tau \gg \Delta_2^{1/\phi_3}: \quad \chi^\perp(\tau, \Delta_2) \sim \tau^{-\gamma_3} W_4(0), \quad (40.1)$$

$$\tau < \Delta_2^{1/\phi_3}: \quad \chi^\perp(\tau, \Delta_2) \sim \tau^{-\gamma_3} W_4\left(\frac{\Delta_2}{\tau^{\phi_3}}\right), \quad (40.2)$$

wo W_4 die Abhängigkeit von Δ_2 beschreibt. Bei $T=T_c$ ($\tau=0$) ergibt sich

$$\chi^\perp(\tau=0, \Delta_2) \sim \Delta_2^{\gamma_3/\phi_3}, \quad (41)$$

d.h. die transversale Suszeptibilität divergiert nicht, sondern nimmt einen endlichen Wert an, der nur vom Anisotropieparameter abhängt.

5.1.2. Konsequenzen für das Experiment

Es wurde bereits eingangs gesagt, dass die Art der Anisotropie auf die kritischen Phänomene keinen Einfluss hat. Die obigen Überlegungen haben daher auch Gültigkeit für Phasenumwandlungen unter dem Einfluss einer natürlichen Kristallanisotropie. Ebenso lässt sich die Theorie mit leichten Modifizierungen auf Antiferromagneten anwenden.

Experimente in dieser Richtung wurden schon von Schulhof et al ⁴⁵⁾ vorgenommen. Sie untersuchten den uniaxialen Antiferromagneten MnF_2 im kritischen Bereich mittels Neutronenstreuung. Durch eine besondere experimentelle Technik war es ihnen möglich, die longitudinalen und transversalen Komponenten der Suszeptibilität zu trennen. Die Auswertung dieses Experiments ⁴⁶⁾ ergab für χ das Verhalten der Abb. 7.

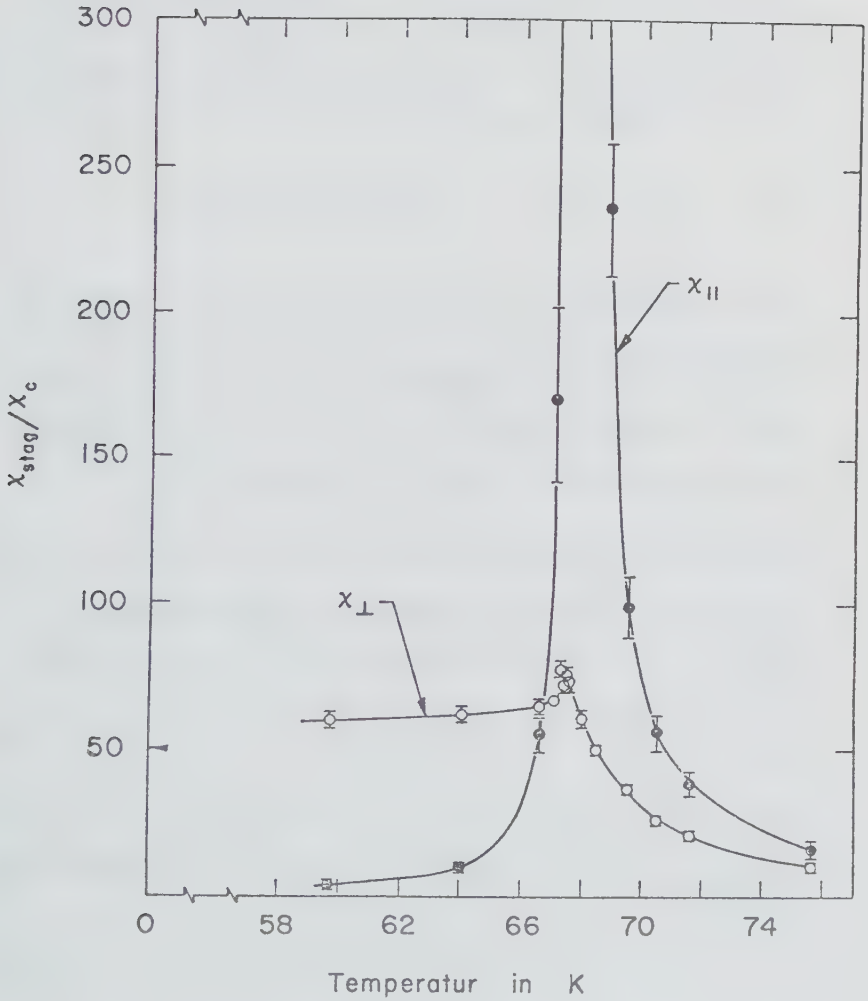


Abb. 7: Longitudinale und transversale Suszeptibilität des anisotropen Antiferromagneten MnF_2 als Funktion der Temperatur nach Heller ⁴⁶⁾. Suszeptibilität normiert.

Wie erwartet divergiert χ'' und $\chi^{\perp}$ bleibt endlich. Eine Variation der Anisotropie würde laut Gl. (41) bewirken, dass das Maximum von $\chi^{\perp}$ entweder höher oder niedriger zu liegen kommt. Ein solches Verhalten kann daher für Nickel unter Zugspannung ebenfalls erwartet werden.

5.1.3. Ergebnis der experimentellen Untersuchung

In Abb. 9 und Abb. 10 ist für zwei verschiedene Orientierungen des Nickeleinkristalls die transversale Suszeptibilität gegen die Temperatur aufgetragen. Parameter ist die Zugspannung σ , die von dem Wert $\sigma=0 \text{ g/mm}^2$ bis zur Grenze des elastischen Bereichs bei $\sigma=140 \text{ g/mm}^2$ variiert wurde.

Unterhalb des Curiepunkts ergibt sich für $\chi^{\perp}$ ein horizontaler Verlauf. Dies soll im folgenden kurz erläutert werden:

Die Gesamtsuszeptibilität setzt sich laut Gl. (26) zusammen aus:

$$\chi^{-} = \chi_f^{-} + \chi_p^{-} . \quad (26)$$

Das zweite Glied stellt die Suszeptibilität des Paraprozesses für $T < T_C$ dar. Dafür, sowie für $T > T_C$, gelten die beiden Potenzgesetze 47)

$$T > T_C \quad \chi_p^{+} = \chi_{p0}^{+} \cdot \epsilon^{-\gamma} \quad \text{mit } 1,36 < \gamma < 1,49 , \quad (42)$$

$$T < T_C \quad \chi_p^{-} = \chi_{p0}^{-} \cdot \epsilon^{-\gamma'} . \quad (43)$$

Der kritische Exponent wurde hier wieder für den Fall eines Heisenbergmodells mit Spin 1/2 angegeben ⁴³⁾.

Das erste Glied der Gl. (26), nämlich die ferromagnetische Suszeptibilität χ_f^- lässt sich darstellen durch ⁴⁸⁾

$$\chi_f^- \sim \frac{M_s^2}{K_{eff}}, \quad (44)$$

wo K_{eff} die effektive Anisotropieenergie ist. M_s geht mit Annäherung an den Umwandlungspunkt gegen Null. K_{eff} setzt sich additiv zusammen aus der Kristallanisotropie K_K , der Formanisotropie K_F und der Spannungsanisotropie K_σ . Nach Abschätzungen von Steigenberger und Stierstadt ³²⁾ gilt:

$$K_K(\epsilon) \sim M^n(\epsilon) \text{ mit } n > 4, K_\sigma(\epsilon) \sim M_s^3(\epsilon), K_F(\epsilon) \sim M_s^2(\epsilon). \quad (45)$$

Bei dieser Abschätzung ist nicht berücksichtigt, dass λ_s und somit auch K_σ nahe T_c divergieren (siehe S.16). K_{eff} wird daher nicht Null, obwohl K_K und K_F für $T \rightarrow T_c$ gegen Null gehen. Da auch der Zähler von Gl. (44) gem. Gl. (20) und Gl. (21) gegen Null geht, nimmt χ_f^- im kritischen Bereich mit steigender Temperatur ab. In Abb. 8a, b sind χ_p und χ_f qualitativ dargestellt ⁴⁹⁾. Ihre Überlagerung ergibt, unter der Voraussetzung, dass sich die Einzelsuszeptibilitäten addieren lassen ⁴⁷⁾, den Gesamtverlauf der Suszeptibilität in Abb. 8c.

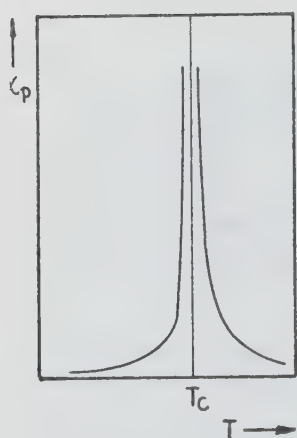


Abb. 8a: Spin-Suszeptibilität

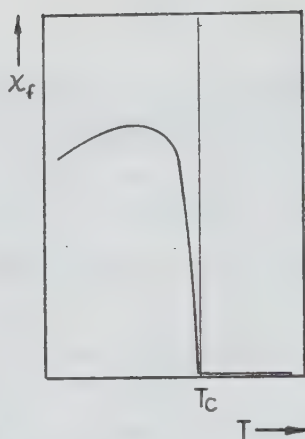


Abb. 8b: Ferromagnetische Suszeptibilität

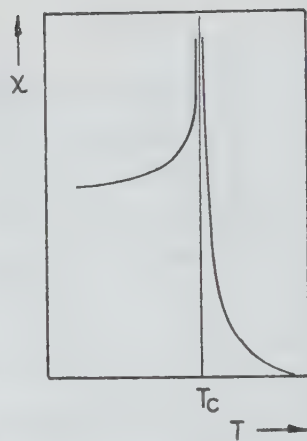


Abb. 8c: Gesamt-Suszeptibilität

Es fällt auf, dass das kritische Verhalten von der Orientierung des Kristalls im Rahmen der Fehlergrenzen kaum abhängig ist.

Die Abhängigkeit der transversalen Suszeptibilität von der Anisotropie laut Gl. (41) kann an Hand der Abb. 9d und Abb. 10d festgestellt werden. Diese Abbildungen entstanden durch Dehnung der Massstäbe von Abb. 9a, b, c und Abb. 10a, b, c. Die Tendenz der transversalen Suszeptibilität, mit steigendem Zug weniger stark zu divergieren, ist deutlich sichtbar und durch die Fehler der Messung nicht zu erklären. Der Effekt ist nicht von der gleichen Größenordnung wie bei den Neutronenstreuungsmessungen an MnF_2 laut Abb. 7, da in Abb. 9d, 10d jeweils nur vier Messpunkte durch die Anisotropie verändert wurden.

In Abb. 11a, b, c und Abb. 12a, b, c sind dieselben Messwerte als fit an eine Gerade für $T > T_c$ doppellogarithmisch aufgetragen. Es ist ersichtlich, dass im Temperaturbereich $10^{-4} < \epsilon < 10^{-2}$ das klassische Potenzgesetz der Gl. (42) gut erfüllt ist. Für die Abweichung vom linearen Verlauf für $\epsilon < 10^{-4}$ geben Herzum⁴⁷⁾ und Wunsch⁴⁹⁾ als Ursache die Versetzungen in der Probe an. In Abb. 13 sind die Parameter sämtlicher Messungen in einer Tabelle zusammengestellt. Die Tabelle enthält ausserdem die Parameter der Messung Abb. 17 für den $\langle 111 \rangle$ -B-Kristall. Mit A und B sind zwei verschiedene Kristalle gleicher $\langle 111 \rangle$ -Orientierung gekennzeichnet. Die Fehlerangabe bezieht sich auf den Gesamtfehler.

Orientierung	σ g/mm ²	γ	χ_{po}^+	T_c {K}
$\langle 110 \rangle$	000	$1,38 \pm 0,14$	$5,6 \cdot 10^{-5} \pm 5,4 \cdot 10^{-5}$	$637,931 \pm 0,018$
	070	$1,40 \pm 0,07$	$8,4 \cdot 10^{-5} \pm 4,3 \cdot 10^{-5}$	$637,933 \pm 0,011$
	140	$1,39 \pm 0,07$	$8,3 \cdot 10^{-5} \pm 4,3 \cdot 10^{-5}$	$637,936 \pm 0,011$
$\langle 111 \rangle$ A	000	$1,39 \pm 0,06$	$5,9 \cdot 10^{-5} \pm 8,9 \cdot 10^{-5}$	$637,604 \pm 0,011$
	070	$1,46 \pm 0,14$	$2,8 \cdot 10^{-5} \pm 4,4 \cdot 10^{-5}$	$637,606 \pm 0,019$
	140	$1,45 \pm 0,15$	$7,0 \cdot 10^{-5} \pm 2,4 \cdot 10^{-5}$	$637,597 \pm 0,009$
$\langle 111 \rangle$ B	000	$1,41 \pm 0,22$	$5,1 \cdot 10^{-5} \pm 8,3 \cdot 10^{-5}$	$636,876 \pm 0,017$
	035	$1,42 \pm 0,08$	$4,8 \cdot 10^{-5} \pm 2,6 \cdot 10^{-5}$	$636,869 \pm 0,010$
	070	$1,40 \pm 0,04$	$5,0 \cdot 10^{-5} \pm 1,4 \cdot 10^{-5}$	$636,874 \pm 0,005$
	105	$1,44 \pm 0,05$	$3,9 \cdot 10^{-5} \pm 1,3 \cdot 10^{-5}$	$636,863 \pm 0,006$
	140	$1,40 \pm 0,03$	$4,3 \cdot 10^{-5} \pm 1,0 \cdot 10^{-5}$	$636,883 \pm 0,004$

Abb. 13: Kritischer Exponent γ , χ_{po}^+ und Curietemperatur verschiedener Proben in Abhängigkeit von der Zugspannung σ . A und B kennzeichnen zwei verschiedene Kristalle gleicher $\langle 111 \rangle$ -Orientierung.

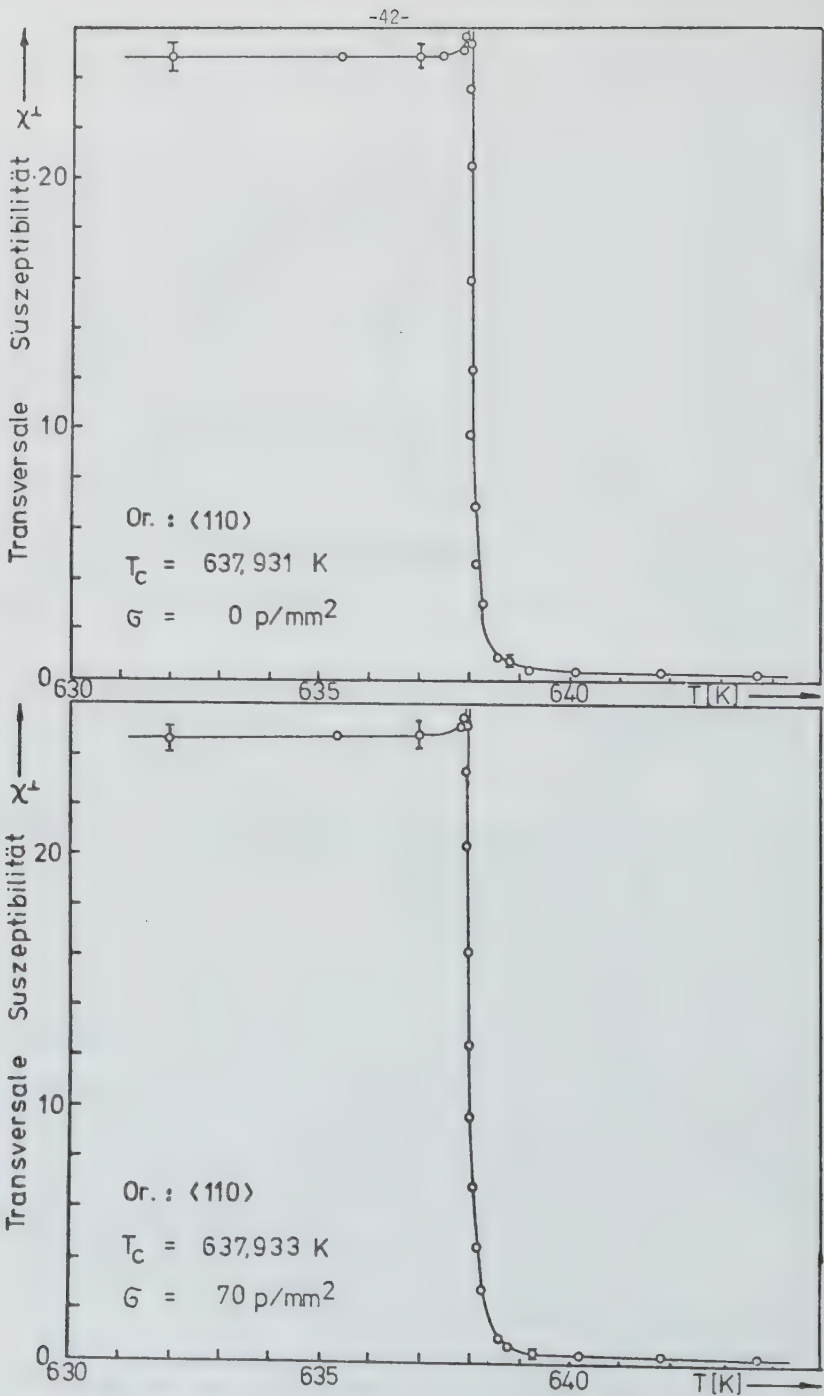


Abb. 9a,b: Transversale Suszeptibilität in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Zugspannungen. $\langle 110 \rangle$ -Kristall.

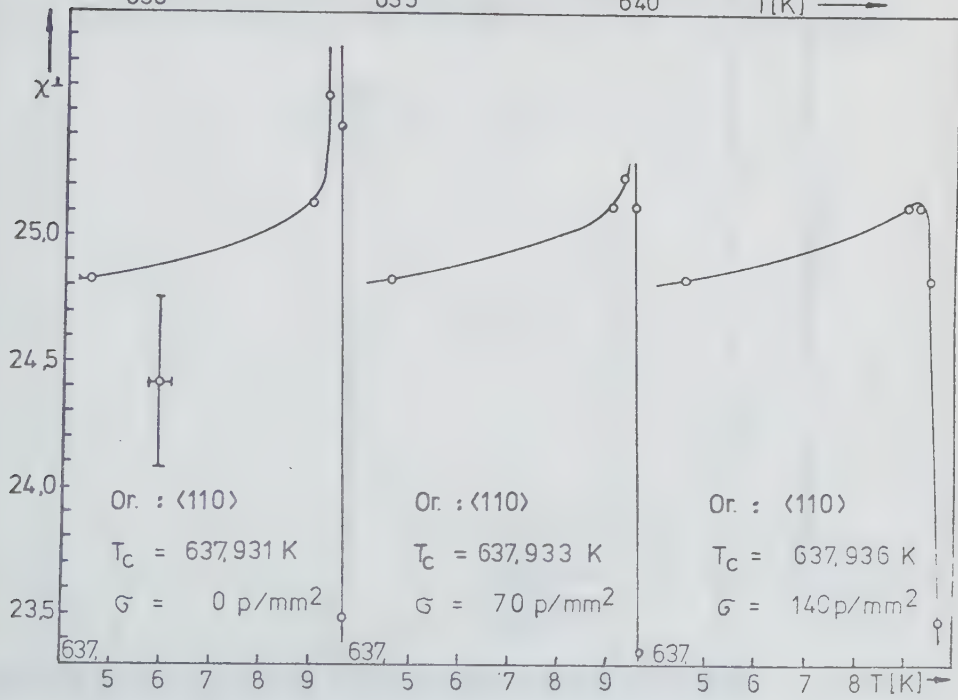
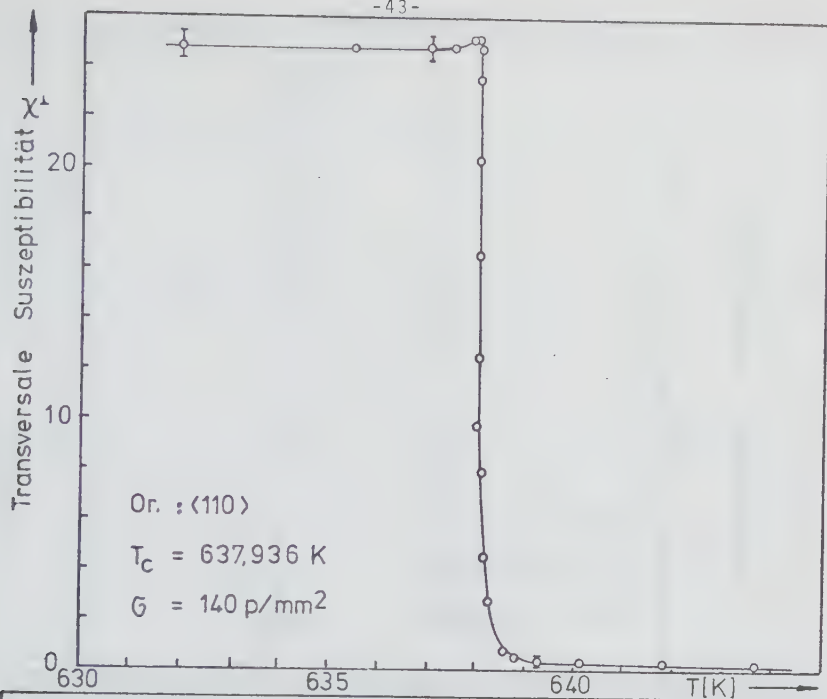


Abb. 9c,d: Transversale Suszeptibilität in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Zugspannungen. $\langle 110 \rangle$ -Kristall.

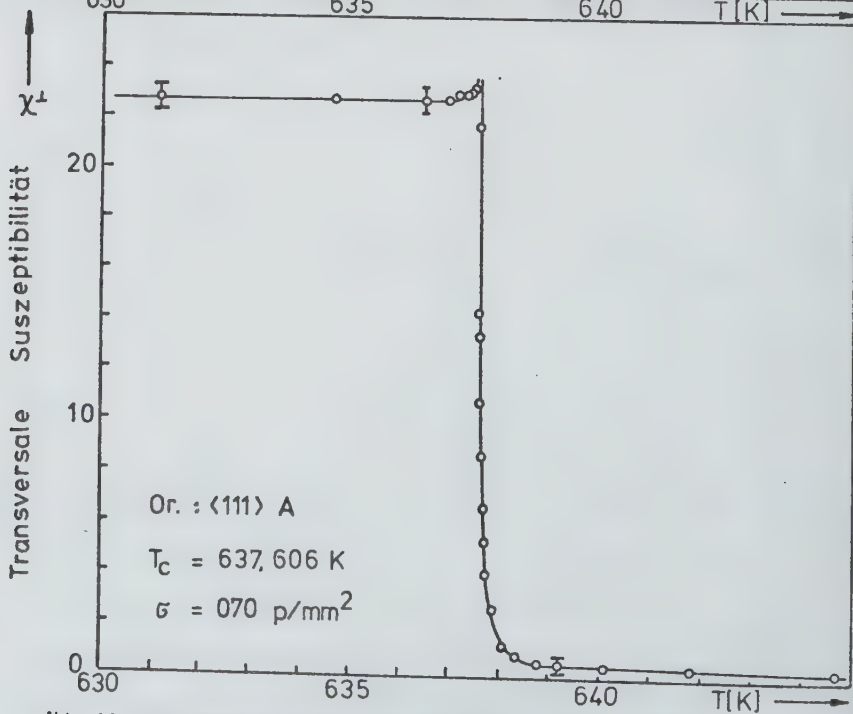
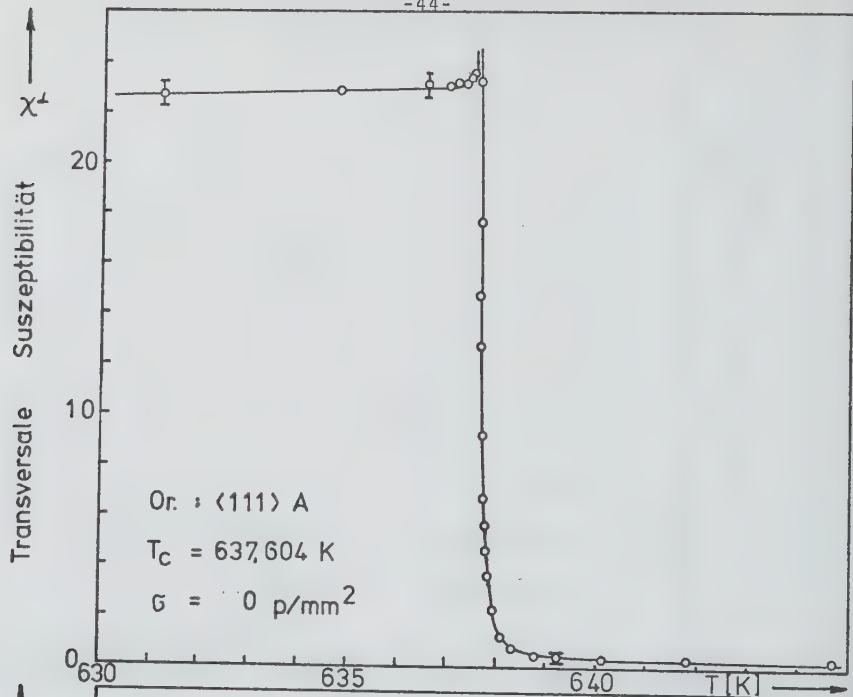


Abb. 10a, b: Transversale Suszeptibilität in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Zugspannungen. <111>-Kristall. Probe A.

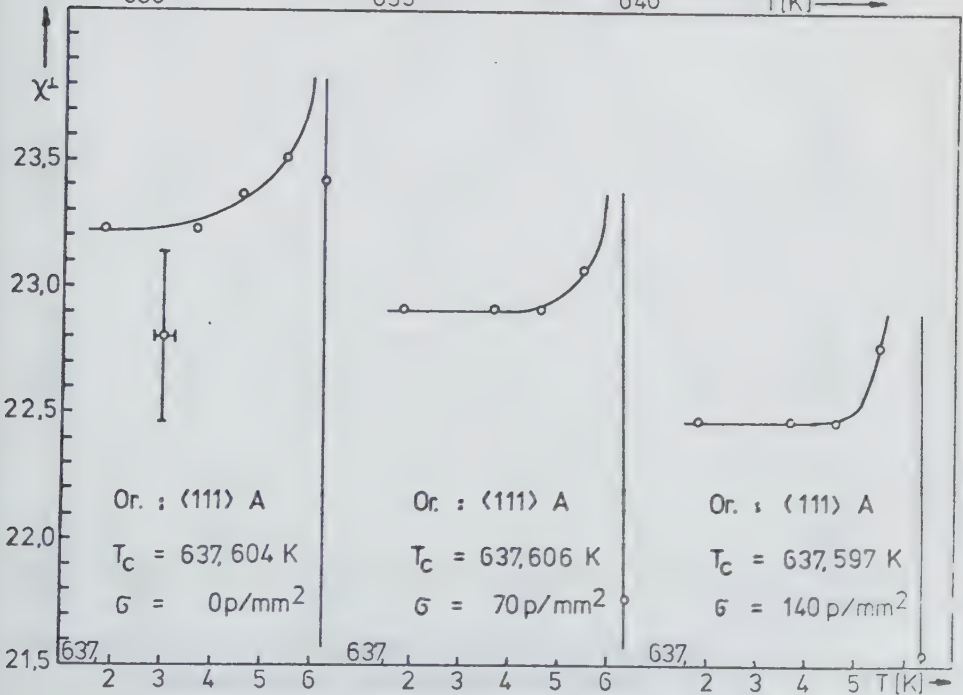
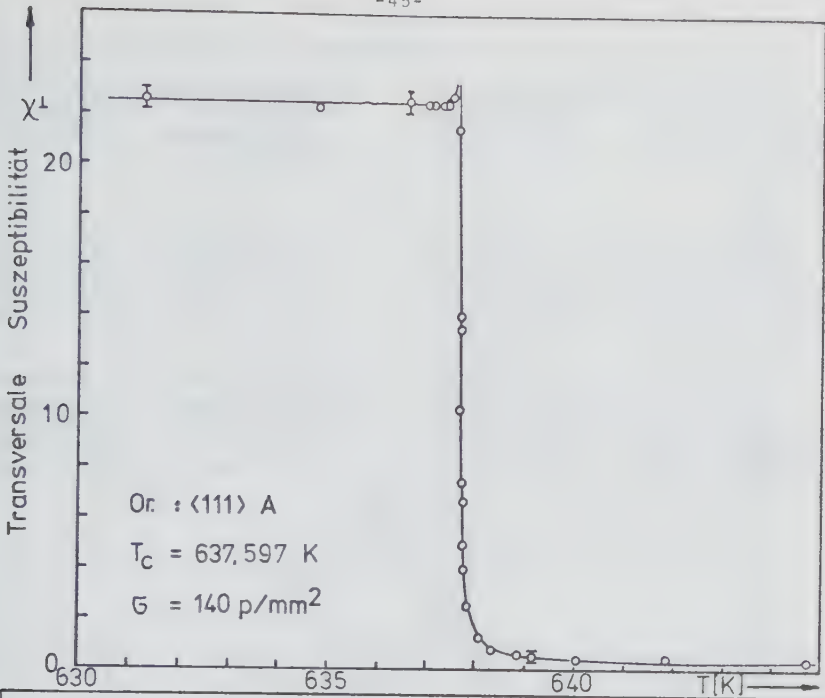


Abb. 10c, d: Transversale Suszeptibilität in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Zugspannungen. $\langle 111 \rangle$ -Kristall. Probe A.

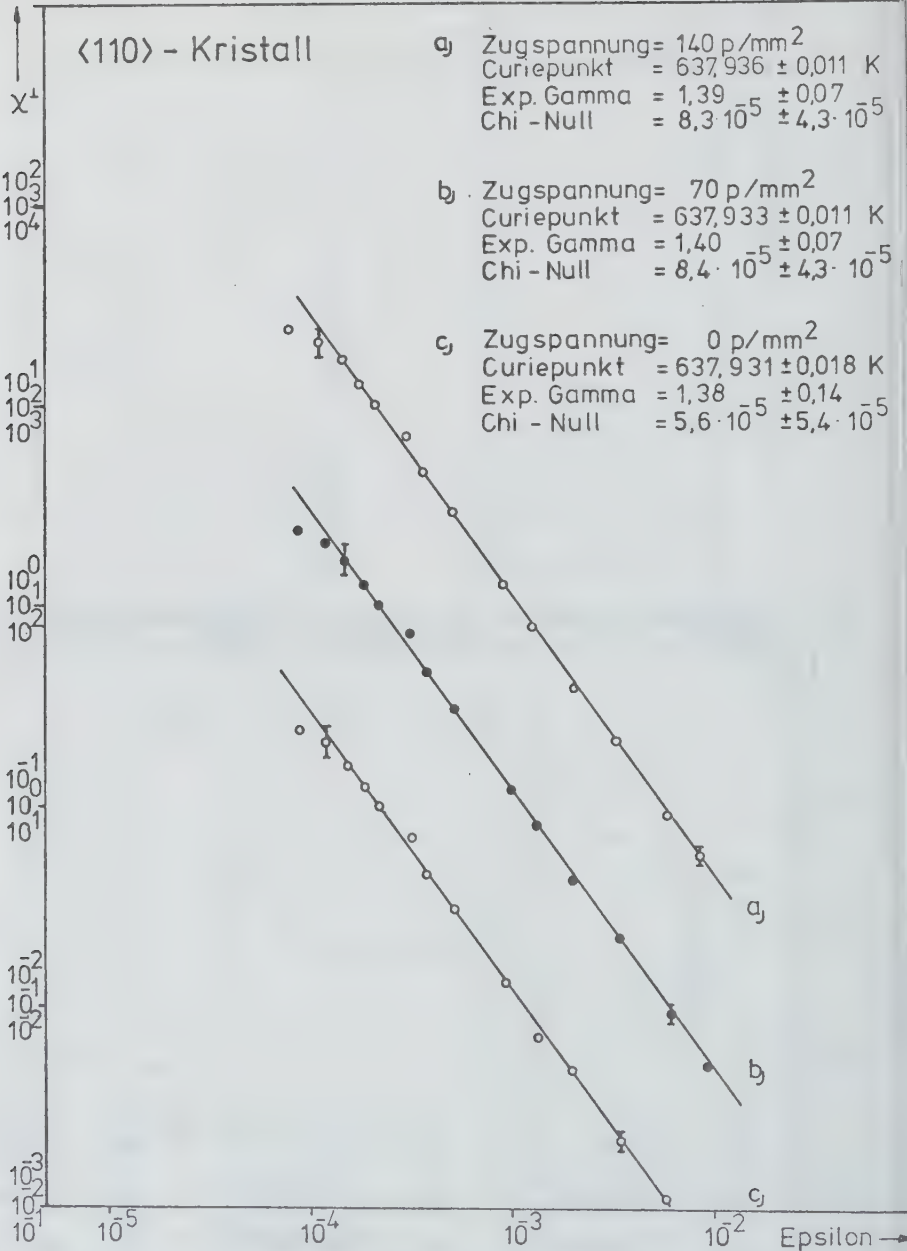


Abb. 11: Doppellogarithmische Darstellung der transversalen Suszeptibilität als Funktion der reduzierten Temperatur ϵ . Rechnerfit. Parameter Zugspannung, Orientierung $\langle 110 \rangle$. $T > T_c$.

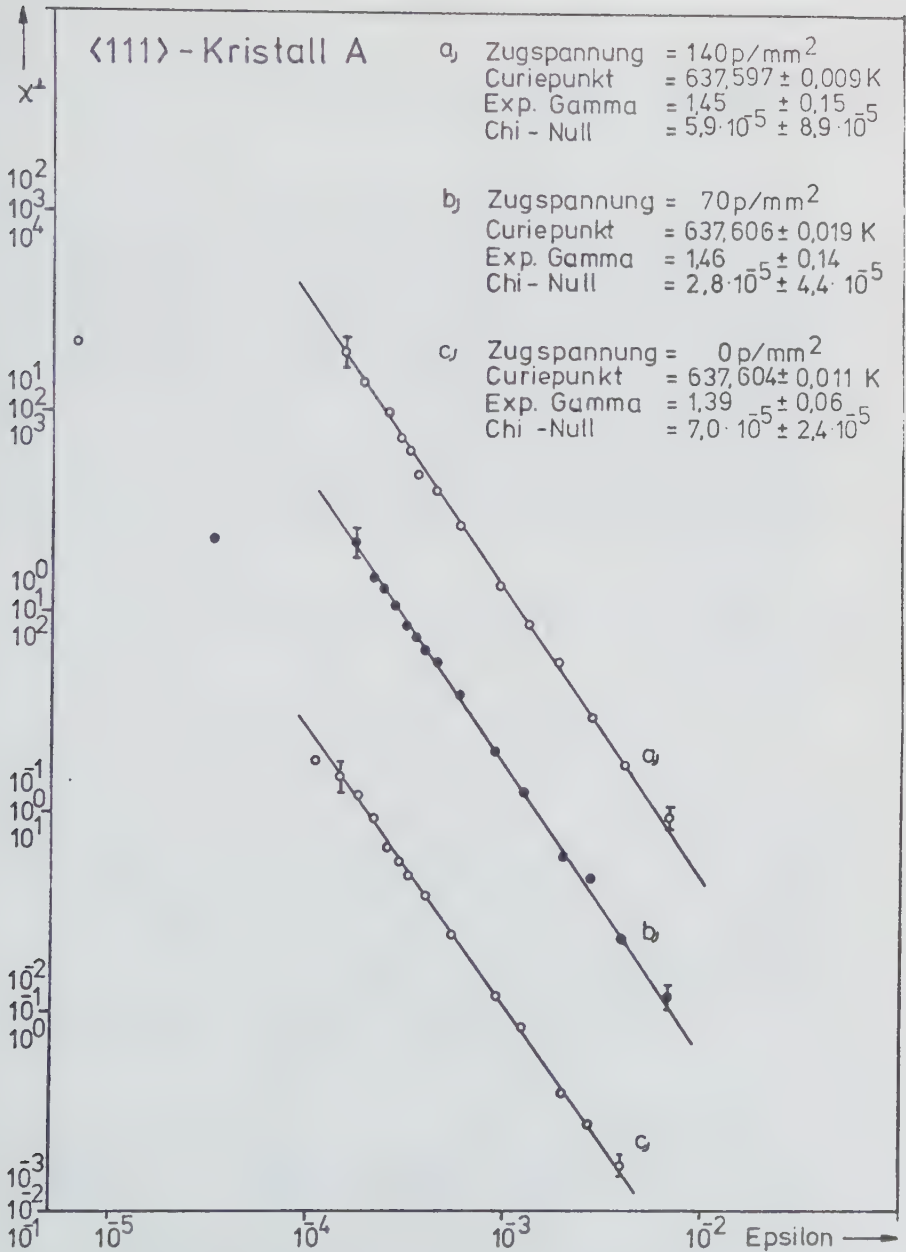


Abb. 12: Doppellogarithmische Darstellung der transversalen Suszeptibilität als Funktion der reduzierten Temperatur Epsilon. Rechnerfit. Parameter Zugspannung, Orientierung $\langle 111 \rangle$. Probe A. $T > T_C$.

Der Tabelle Abb. 13 kann man entnehmen, dass der kritische Exponent γ Werte zwischen

$$1,39 \leq \gamma \leq 1,46$$

annimmt. Dies ist ein Hinweis, dass im System Heisenbergverhalten herrscht, und daraus lässt sich schliessen, dass in der gemessenen Richtung eine wesentliche Beeinflussung des kritischen Verhaltens durch die Anisotropie nicht stattgefunden hat. Der Exponent liegt für den $\langle 111 \rangle$ -Kristall in der Regel höher, jedoch ist die beobachtete Differenz kleiner als der Fehler. Eine systematische Abhängigkeit des Exponenten γ von der Zugspannung liegt nicht vor.

Die Amplitude χ_{po}^+ ergibt sich, lt. Tabelle Abb. 13, ohne Zugspannung zu:

$$\chi_{po}^{+ 111} = 5,5 \cdot 10^{-5} \pm 8,6 \cdot 10^{-5}$$

$$\chi_{po}^{+ 110} = 5,6 \cdot 10^{-5} \pm 5,4 \cdot 10^{-5}$$

Diese Werte, hier ermittelt für den Fall eines rein statischen Feldes, stimmen gut überein mit den Werten von Herzum⁴⁷⁾ und Wunsch⁴⁹⁾, die im Rahmen einer dynamischen Messung für den statischen Grenzfall die folgenden Werte fanden:

$\chi_{po}^+ = 5,2 \cdot 10^{-5} \pm 0,8 \cdot 10^{-5}$ bei einer Reinheit von 99,95 %
und

$\chi_{po}^+ = 3,4 \cdot 10^{-5} \pm 0,8 \cdot 10^{-5}$ bei einer Reinheit von 99,9975 %.

Theoretisch^{78,79)} sollte dieser Wert $\chi_{po}^+ = 3,9 \cdot 10^{-5}$ betragen. Das Verhalten der kritischen Temperatur T_c , in der Tabelle der Abb. 13 in der letzten Spalte aufgeführt, wird im folgenden Kapitel behandelt.

5.2. Die Curietemperatur

5.2.1. Das Phasendiagramm

In Gl. (35) wurde angedeutet, dass die Curietemperatur bei Proben unter mechanischem Zug oder Druck eine Funktion der Anisotropieparameter Δ_1 und Δ_2 ist:

$$T_C = T_C(\Delta_1, \Delta_2). \quad (46)$$

Für eine Nickelprobe unter Zug ergibt sich ⁵⁰⁾ das Phasendiagramm der Abb. 14.

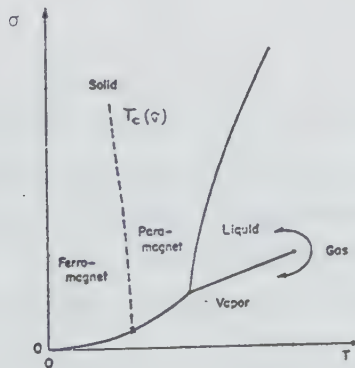


Abb. 14: Phasendiagramm von Nickel unter Zug.

Es ist ersichtlich, dass der magnetische Phasenübergang abhängig vom Zug entlang der gestrichelten Linie - der λ -Linie in der σ/T -Ebene - stattfindet. Dabei verschiebt sich der Curiepunkt mit steigendem Zug zu niedrigeren Temperaturen.

Für geringe Zugspannungen innerhalb des elastischen Bereiches wird eine quadratische Abhängigkeit der Curietemperatur von der Zugspannung angenommen ⁹⁴⁾. Dies lässt sich durch den Vergleich mit der ebenfalls quadratisch verlaufenden λ -Linie in der H^2/T -Ebene, die durch Theorie und Experimente gesichert ist ⁵²⁻⁵⁴⁾, begründen (siehe 5.3.1.).

In dem Bereich höherer mechanischer Belastung der Probe verschiebt sich der Curiepunkt nach Messungen von Bartholin ⁵⁵⁾ linear. Mögliche Kurvenformen in der σ/T -Ebene sind in Abb.15 dargestellt ⁹⁴⁾.

Quantitativ ergab sich bei Messungen an Gd ⁵⁶⁾ unter uniaxialem Druck eine lineare Verschiebung des Curiepunkts um 0,15 K bei einem Druck von 1000 g/mm^2 . Wegen der Universalität der kritischen Phänomene können für Nickel analoge Resultate erwartet werden. Eine Zugspannung von 140 g/mm^2 , wie sie hier verwendet wurde, sollte daher eine T_C -Verschiebung der Größenordnung 0,02 K hervorrufen.

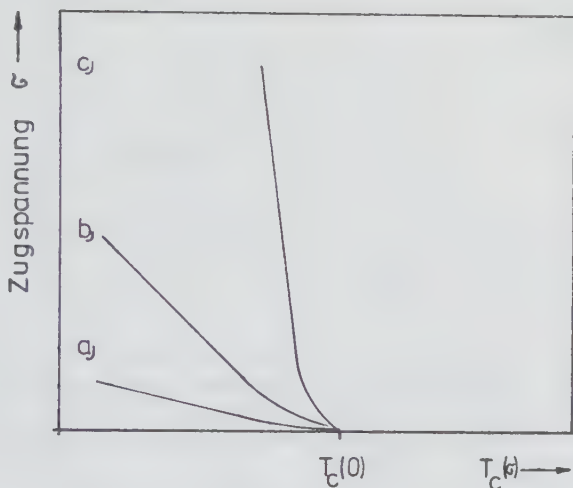


Abb. 15: Mögliche Abhängigkeit der Curietemperatur von der Zugspannung. Kurve a stellt den Fall starker, Kurve c den Fall schwacher Abhängigkeit dar.

5.2.2. Ergebnis der Messungen

Die Tabelle der Abb. 13 enthält die gemessenen Curietemperaturen für drei verschiedene Kristalle bei unterschiedlichen Zugspannungen. Sie sind in Abb. 16 in einem σ/T_C -Diagramm mitsamt den vom Rechner gelieferten statistischen Fehlern aufgetragen. Die doppellogarithmischen χ^2/ϵ -Diagramme des $\langle 111 \rangle$ -B-Kristalls zeigt die Abb. 17, wobei die Messung bei fünf verschiedenen Zugspannungen und nur oberhalb T_C durchgeführt wurde.

Die Tatsache, dass für die verschiedenen Kristalle die Curiepunkte um bis zu 1 K differieren, beruht auf folgender Besonderheit der Messapparatur: Wert gelegt wurde auf eine möglichst hohe Auflösung der Temperatur, die mit der Größenordnung 0,001 K auch erreicht wurde. Diese hohe Auflösung konnte aber nur ⁴⁴⁾

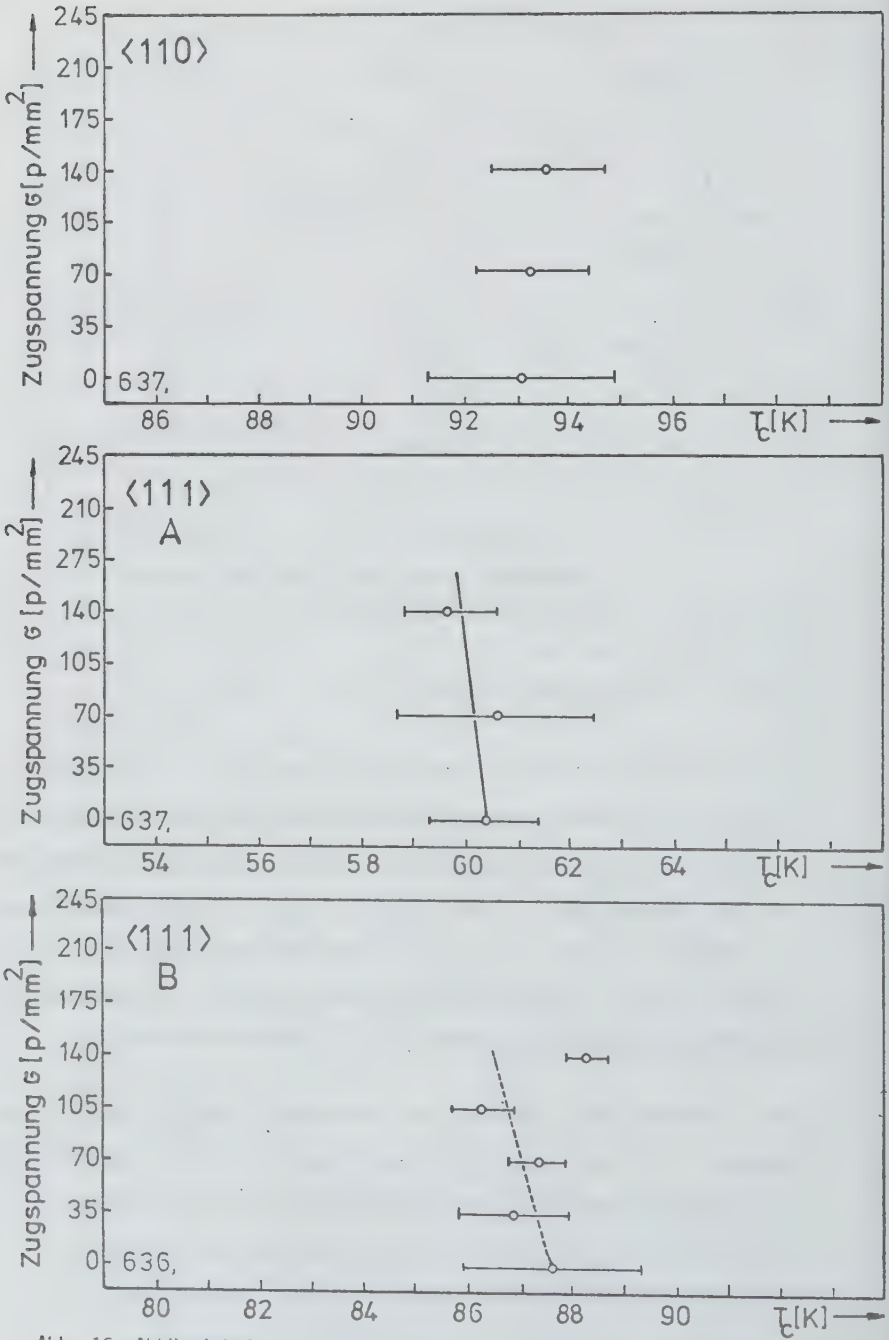


Abb. 16: Abhängigkeit der Curietemperatur von der Zugspannung für drei verschiedene Kristalle.

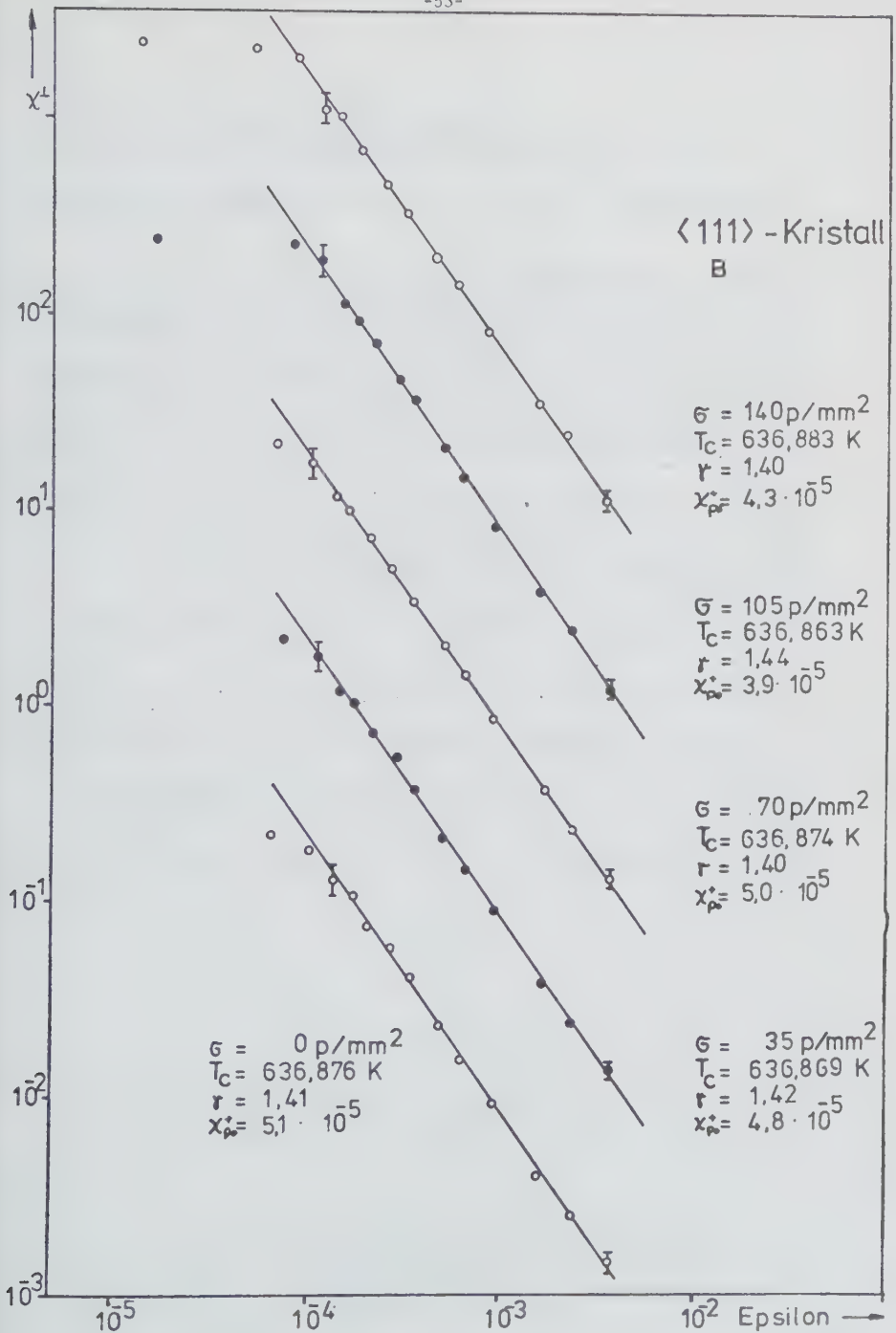


Abb. 17: Doppellogarithmische Darstellung der transversalen Suszeptibilität als Funktion der reduzierten Temperatur des <111>-B-Kristalls.

unter Verzicht auf die Genauigkeit der Absolutbestimmung der Temperatur realisiert werden. Schwankungen der absoluten Temperaturwerte um 1 - 2 K von Messreihe zu Messreihe sind die Regel.

Aus Abb. 16 geht hervor, dass nur beim $\langle 111 \rangle$ -A-Kristall die erwartete Erniedrigung der Umwandlungstemperatur eingetreten ist. Die Differenz von T_c (0 g/mm^2) und T_c (140 g/mm^2) beträgt aber nur 0,008 K, ein Wert, der innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Auch die Messungen am $\langle 111 \rangle$ -B-Kristall lassen eine fallende Tendenz von T_c erkennen, wie in der gestrichelten Kurve angedeutet, jedoch lässt sich der Punkt T_c (140 g/mm^2) mit diesem Verlauf nicht vereinbaren. Die Messpunkte des $\langle 110 \rangle$ -Kristalls zeigen innerhalb der Fehlergrenzen sogar schwach steigende Tendenz.

Es bleibt festzustellen, dass eine Verschiebung des Curiepunkts zu niedrigeren Temperaturen an Hand der Kurven der Abb. 16 nicht eindeutig nachgewiesen werden kann. Eine schwache lineare Abhängigkeit ist allerdings nicht auszuschliessen. Für eine parabelförmige Abhängigkeit laut Abb. 15 liegen keine Anzeichen vor.

5.3. Die transversale Magnetisierung

5.3.1. Die Lambda-Linie

Die bisher besprochenen Messungen fanden statt unter der Bedingung $H^\perp \rightarrow 0$, wobei die Umwandlung bei $\tau=0$ eintrat. Ein nicht verschwindendes äusseres Feld senkrecht zur leichten Ebene bewirkt eine Verschiebung der Umwandlungstemperatur nach unten. Sie ist gegeben durch ⁵⁾:

$$\tau_\lambda = \frac{T_c(\Delta, H^\perp) - T_c(\Delta, H^\perp=0)}{T(0,0)} \quad (47)$$

Die Umwandlung findet gem. Abb. 18 entlang einer die beiden Phasen trennenden λ -Linie in der $H^\perp, \tau$ -Ebene statt.

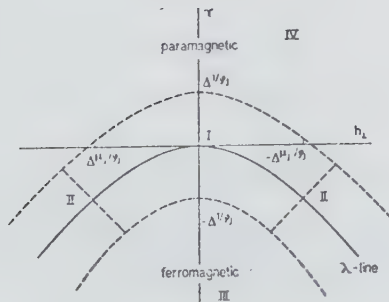


Abb. 18: Die Lambda-Linie in der $H^\perp, \tau$ -Ebene nach Riedel und Wegner. Die gestrichelten Linien definieren die kritischen Regionen I und II.

Die Form der λ -Linie hängt von Δ ab. Je grösser der Anisotropieparameter, desto flacher wird die Parabel. Für kleine Felder erscheint die Annahme einer quadratischen Abhängigkeit zwischen τ_λ und $H^\perp$ von der Form

$$\tau_\lambda = C \cdot H^\perp{}^2 \quad (48)$$

als sinnvoll ⁵⁾. C ist ein Proportionalitätsfaktor. Diese Hypothese wird von den dazu durchgeführten Experimenten ^{53,54)} gestützt.

In der Umgebung der λ -Linie wird unterschieden zwischen dem Bereich I mit flacher Steigung der Linie und dem Bereich II mit steiler Steigung der Linie. Die Grenze zwischen ihnen liegt bei ⁵⁾

$$\tau_{\lambda, I/II} \approx \Delta_2^{\frac{1}{\phi_3}} \quad \text{und} \quad H^\perp_{I/II} \approx \Delta_2^{\frac{\mu_3}{\phi_3}}, \quad (49)$$

wo ϕ_3 und μ_3 die bereits erwähnten kritischen Exponenten sind. In Abb. 18 ist der Index dieser Exponenten allgemein mit j bezeichnet, abhängig davon, welche Art von Anisotropie gerade betrachtet wird. In diesem Fall, für eine schwere und zwei leichte Richtungen der Probe ist $j=3$ zu setzen ⁵⁾.

Ergänzt wird die Einteilung durch die Regionen III und IV, die den ferro- bzw. den paramagnetischen Zustand ausserhalb des kritischen Bereichs bezeichnen.

5.3.2. Die Magnetisierung in Region II

Mit der Annahme einer parabelförmigen λ -Linie ist im Bereich II ⁵⁾ folgendes Experiment durchführbar:

Es wird zunächst der Curiepunkt ohne äusseres Feld bei konstanter Zugspannung festgestellt. Die Temperatur wird dann verringert, so dass sich das System im ferromagnetischen Zustand befindet. Wegen der Anisotropie ist die Vorzugsrichtung der Spins die Ebene senkrecht zur schweren Richtung. Wird nun das äussere transversale Feld $H^\perp$ langsam vergrössert, so nähert sich das System der λ -Linie auf einer Parallele zur $H^\perp$ -Achse und geht bei Überschreitung derselben bei H_λ über in den paramagnetischen Zustand (siehe Abb. 18).

Der Phasenübergang bei H_λ wirkt sich in bezug auf die Magnetisierung in charakteristischer Weise gem. Abb. 19 aus ⁵⁾.

Mit steigendem Feld nimmt M'' ab, um bei H_λ zu verschwinden,

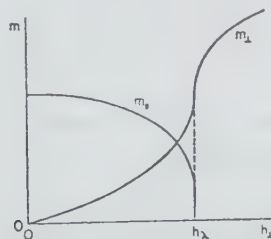


Abb. 19: Skizze der Abhängigkeit der longitudinalen und transversalen reduzierten Magnetisierung von einem reduzierten äusseren transversalen Feld im Bereich II nach Riedel und Wegner ⁵⁾.

während $M^\perp$ zunimmt und bei H_λ eine senkrechte Tangente aufweist. H_λ hängt nach Gl. (48) von τ_λ ab. Über den Proportionalitätsfaktor C liegen jedoch keine expliziten Angaben vor.

Um zu einer Abschätzung für die kritische Feldstärke H_λ als Funktion der reduzierten Temperatur τ_λ zu gelangen, wird im folgenden diejenige λ -Linie berechnet, die durch die in Gl. (49) angegebenen Grenzpunkte zwischen den Regionen I und II festgelegt wird. Die Koeffizienten der Gl. (49) werden dabei näherungsweise gleich 1 gesetzt, so dass gilt: $\tau_{\lambda, I/II} = \Delta^{1/\phi_3}$ und $H_{I/II}^\perp = \Delta^{\mu_3/\phi_3}$. Mit $\Delta=10^{-6}$ (S. 34), $\phi_3=1,25$ (C. 34) und $\mu_3 = \nu_3 \left(\frac{1}{2} - \mu_3 \right) = 1,63$ ⁵⁾ folgt

$$\tau_{\lambda, I/II} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ und } H_{I/II}^\perp = 2 \cdot 10^{-8} \frac{k_B T_C}{5g\mu_B} \text{ Oe} = 19,0 \text{ Oe},$$

wobei der Faktor $\frac{k_B T_C}{5g\mu_B}$ notwendig ist, um die Feldstärke in Oe zu erhalten. Werden diese Werte in Gl. (48) eingesetzt, so folgt für die Proportionalitätskonstante $C=4,4 \cdot 10^{-8}$, und Gl. (48) erhält die Form

$$\tau_\lambda = 4,4 \cdot 10^{-8} \cdot H_\lambda^2. \quad (50)$$

Da der Phasenübergang bei H_λ in Region II stattfindet, gilt für die kritische Feldstärke $H_\lambda > 19 \text{ Oe}$.

Nach Riedel und Wegner ⁵⁾ müssen sich ausserdem für die analytische Form von M'' und $M^\perp$ Potenzgesetze mit neuen Exponenten α_2 und β_2 in Abhängigkeit von $H^\perp$ ergeben, da τ und Δ konstant gehalten werden:

$$M'' \sim |H_\lambda - H^\perp|^{\beta_2} \quad (51)$$

$$M^\perp \sim |H_\lambda - H^\perp|^{1-\alpha_2} \text{ mit } 0 < \alpha_2 < 1.$$

5.3.3. Ergebnis der Messungen

Mit der Apparatur wurde, wie oben beschrieben, die "transversale" Komponente der Magnetisierung ($M^{\perp}$) gemessen. Die Messungen wurden bei drei verschiedenen Temperaturen, und zwar bei:

$$T_c - T = 0,10 \text{ K d.h. } \tau = 1,6 \cdot 10^{-4}$$

$$T_c - T = 0,55 \text{ K d.h. } \tau = 8,6 \cdot 10^{-4}$$

$$T_c - T = 1,00 \text{ K d.h. } \tau = 1,6 \cdot 10^{-3}$$

sowie für zwei verschiedene Orientierungen ($\langle 110 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$) vorgenommen. Die Zugspannung betrug gleichbleibend $\sigma = 140 \text{ g/mm}^2$. Die kritische Feldstärke H_{λ} sollte gem. Gl. (50) bei

$$H_{\lambda} (\tau = 1,6 \cdot 10^{-4}) = 60 \text{ Oe}$$

$$H_{\lambda} (\tau = 8,6 \cdot 10^{-4}) = 139 \text{ Oe}$$

$$H_{\lambda} (\tau = 1,6 \cdot 10^{-3}) = 190 \text{ Oe}$$

liegen. In Abb. 20 ist die transversale Magnetisierung für den $\langle 110 \rangle$ -Kristall bei $\sigma = 140 \text{ g/mm}^2$ und $T_c - T = 0,10 \text{ K}$ gegen das transversale Feld aufgetragen. Es ist ersichtlich, dass das charakteristische Verhalten von $M^{\perp}$ aus Abb. 19 nicht zu beobachten war. Bei dem maximal angelegten transversalen Feld $H^{\perp} = 24 \text{ Oe}$ beträgt die gemessene Magnetisierung $M^{\perp} = 22 \text{ G}$. Die Sättigungsmagnetisierung bei dieser Temperatur ist laut Gl. (21) 25 G , die Probe war demnach schon fast vollständig gesättigt. Die kritische Feldstärke H_{λ} sollte aber gem. Abb. 19 deutlich unterhalb des Sättigungsbereichs liegen. Der geschätzte Wert $H_{\lambda} (\tau = 1,6 \cdot 10^{-4}) = 60 \text{ Oe}$ erscheint nicht haltbar.

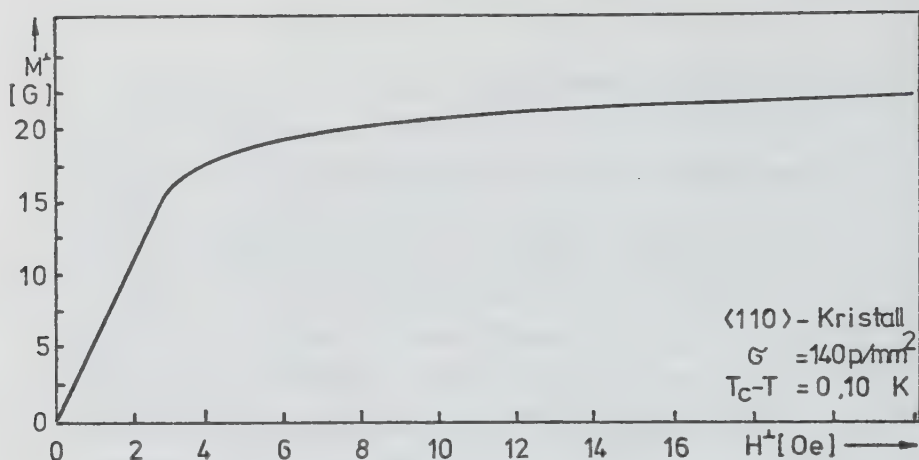


Abb. 20: Transversale Magnetisierung als Funktion des transversalen Feldes bei $T_c - T = 0,10 \text{ K}$ und $H_{\text{max}}^{\perp} = 24 \text{ Oe}$.

Um festzustellen, ob der Phasenübergang eventuell schon bei niedrigeren Feldstärken auftritt, wurde der lineare Teil der Kurve in acht Stufen aufgelöst. Die Aussteuerungsfeldstärken waren:

- | | | |
|----------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|
| a) $H^{\perp} = 24 \text{ Oe}$ | d) $H^{\perp} = 96 \text{ mOe}$ | g) $H^{\perp} = 2,4 \text{ mOe}$ |
| b) $H^{\perp} = 960 \text{ mOe}$ | e) $H^{\perp} = 48 \text{ mOe}$ | h) $H^{\perp} = 0,96 \text{ mOe}$ |
| c) $H^{\perp} = 480 \text{ mOe}$ | f) $H^{\perp} = 12 \text{ mOe}$ | |

Der Verlauf dieser Kurven war bis zum kleinsten Feld $H^{\perp} = 0,96 \text{ mOe}$ im Bereich $0 < H^{\perp} < 2 \text{ Oe}$ gleichbleibend linear. Auch die Messungen bei den beiden anderen Temperaturen sowie diejenigen am $\langle 111 \rangle$ -Kristall zeigten nicht die erwartete senkrechte Tangente der transversalen Magnetisierung bei H_{λ} . Aus dem Experiment ist daher H_{λ} nicht bestimmbar, und es ist auch nicht möglich, die Gl. (50) auf ihre Gültigkeit zu überprüfen. Die Ursache dieses Verhaltens wird in Abschnitt 6 behandelt.

5.4. Die Koerzitivkraft

5.4.1. Das Potenzgesetz

Mit Annäherung an den kritischen Punkt nimmt die Koerzitivkraft in ähnlicher Weise ab wie die Sättigungsmagnetisierung, so dass zur Beschreibung des kritischen Verhaltens ebenfalls ein Potenzgesetz angenommen werden kann:

$$H_C = H_{C0} \cdot \epsilon^p \text{ für } T < T_C. \quad (52)$$

Eine geschlossene Theorie der Koerzitivkraft im kritischen Bereich liegt noch nicht vor. Lediglich Binder et al ⁵⁹⁾ haben für ein spezielles zweidimensionales Isingmodell für H_C ein Potenzgesetz und den dazugehörigen Exponenten explizit angegeben:

$$H_C = -a' \cdot \epsilon^{\beta\delta} \cdot \left(\frac{\delta-1}{\delta-3}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{1-2\beta}{2\beta}\right)^{\beta\delta} \cdot \left(\frac{2}{\delta-3}\right). \quad (53)$$

Der Faktor $-a'$ entspricht H_{C0} , die Klammerausdrücke rechts sind Korrekturglieder. Mit den Zahlenwerten ⁷⁸⁾ $\beta=0,38$ und $\delta=4,2$ ergibt sich für den kritischen Exponenten dieses für das hier vorliegende Experiment ungeeigneten Modells $p_{\text{theor.}} = 1,60$. Ein echter Vergleich der experimentellen mit den theoretischen Werten kann erst nach Vorliegen weiterer theoretischer Ergebnisse erfolgen.

Das Potenzgesetz der Koerzitivkraft konnte bereits experimentell an Nickelproben, die nicht unter Zugspannung standen, nachgewiesen werden. Dabei ergab sich für den kritischen Exponenten p bei den Messungen von Küppers⁶⁰⁾ an polykristallinem Nickel:

$$p = 0,46 \pm 0,04.$$

Messungen von Pepperl⁶¹⁾ an Einkristallen lieferten folgende Werte:

$$p_{\langle 100 \rangle} = 0,52 \pm 0,05$$

$$p_{\langle 110 \rangle} = 0,47 \pm 0,05.$$

5.4.2. Die Zugspannungsabhängigkeit der Koerzitivkraft

Die Grösse der Koerzitivkraft ist abhängig von dem Ummagnetisierungsprozess, wobei immer derjenige Prozess abläuft, der die kleinste Koerzitivkraft liefert⁸¹⁾. Da jede Art von Anisotropie, insbesondere auch die Spannungsanisotropie, das Ummagnetisierungsverhalten beeinflusst, muss sich auch die Koerzitivkraft als Funktion der elastischen Verformung ändern.

Der einfachste Ummagnetisierungsprozess ist die homogene Rotation der Magnetisierung. Für diesen Fall ergibt sich ⁸³⁾ die Koerzitivkraft bei Spannungsanisotropie zu

$$H_C = 3 \frac{\lambda_s \sigma}{M_s} , \quad (54)$$

bzw. unter Verwendung der Gl. (14) zu

$$H_C \sim \frac{K}{M_s} . \quad (55)$$

Mit zunehmender Zugspannung wird somit der Betrag der Koerzitivkraft grösser.

Die Beziehung Gl. (54) gilt für den ungestörten Kristall. Der reale Kristall weist aber eine von Null verschiedene Versetzungsdichte N auf, wobei zu jeder Versetzung ein lokales Spannungsfeld gehört. Es sei $|\sigma_i|$ der mittlere Betrag der statistisch verteilten Eigenspannungen. Dann gilt laut Becker ⁵⁸⁾ für den Drehprozess bei nicht homogen verspannter Probe:

$$H_C = \frac{3}{2} \frac{\lambda_s \cdot |\sigma_i|}{M_s} , \quad (56)$$

Kersten ⁸⁵⁾ hat aus Messungen der Anfangspermeabilität das Verhältnis $\sigma/|\sigma_i|$ bei zunehmender äusserer Spannung σ berechnet. Daraus geht hervor, dass $|\sigma_i|$ im Bereich niedriger Zugspannungen mit σ zunimmt. Auch aus der Gl. (56) kann daher geschlossen werden, dass der Betrag der Koerzitivkraft mit steigender Zugspannung grösser wird.

Die bisher zugrunde gelegte Annahme einer homogenen Rotation der Magnetisierung ist aber unrealistisch. Nimmt man im kritischen Bereich das Vorhandensein von Wänden an, so kommen für den Ummagnetisierungsprozess die Wandverschiebungen hinzu. Für die Koerzitivkraft hat dies zur Folge, dass in Gl. (56) noch das Verhältnis der Wanddicke δ_w zur Breite der Spannungshürde l wesentlich eingeht ³⁸⁾:

$$H_c = \frac{3\delta_w/l}{1+3(\delta_w/l)^2} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s |\sigma_i|}{M_s} \quad (57)$$

Dies ist eine Näherungsformel. Wird die spezielle Natur der tatsächlich im Material bestehenden Eigenspannungsfelder durch die Einführung der Versetzungsdichte N berücksichtigt, so gilt für den Fall statistisch verteilter Versetzungen in Gegenwart von Blochwänden ⁸⁴⁾:

$$H_c = \frac{\sqrt{N} \delta_w P_{y\max}}{2M_s L} \sqrt{\ln \frac{L}{\delta_w}} \quad (58)$$

$P_{y\max}$ ist dabei der Maximalwert der Kraft zwischen Blochwand und Versetzung, und L ist die Kantenlänge eines Elementarbereichs. Nimmt man diese beiden Größen als konstant an, so ändert sich H_c als Funktion von $\sqrt{N}$ und δ_w , da der Ausdruck unter der Wurzel kaum ins Gewicht fällt.

Es muss nun die Änderung der Versetzungsdichte und der Wanddicke mit der Zugspannung untersucht werden. Bei ersterer kann festgestellt werden, dass sie mit zunehmender Zugspannung sicher nicht abnimmt. Für die Abhängigkeit der Wanddicke δ_w des Nickels vom Zug gibt es keine Beziehung, die auch bei Tempe-

raturen nahe T_C noch Gültigkeit hat. An Hand einer qualitativen Betrachtung wird daher im folgenden der Einfluss der Zugspannung für zwei verschieden orientierte Typen von 180° - Bloch-Wänden abgeschätzt. Néel-Wände können bei den hier verwendeten dicken Proben vernachlässigt werden.

Zunächst wird der Fall betrachtet, dass die Wand parallel zur Richtung der Zugspannung liegt. Aufgrund der negativen Magnetostraktion von Nickel wird die Einstellung der Spins senkrecht zur Zugspannung bevorzugt, d.h. die Wand wird dicker und somit δ_w grösser. Im zweiten Fall liegt die Wand senkrecht zur Zugrichtung. Die Drehung der Spins von dem einen Bereich zu dem um 180° entgegengesetzt orientierten Bereich erfolgt in einer Ebene, in der bezüglich der Zugspannung alle Richtungen gleichberechtigt sind. Die Dicke der Wand bleibt daher unverändert.

Für den ersten Fall gibt Kneller ⁹¹⁾ eine Näherungsformel für die Wanddicke bei 180° -Wänden an:

$$\delta_w = \left(\frac{A}{K_1 + \frac{3}{2}\lambda_s\sigma} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (59)$$

A ist das Austauschintegral und K_1 die Kristallanisotropiekonstante. Diese Beziehung gilt für Nickel mit $\lambda_s < 0$ nur, wenn $K_1 > \frac{3}{2}\lambda_s\sigma$, da sich sonst eine komplexe Wanddicke ergeben würde. Ist diese Bedingung erfüllt, so bedeutet eine Erhöhung der Zugspannung eine Erhöhung der Wanddicke. Berücksichtigt man schliesslich die Tatsache, dass der reale Ummagnetisierungsprozess sich aus sämtlichen oben angedeuteten Prozessen zusammensetzt, so folgt, dass die Koerzitivkraft mit zunehmender Zugspannung ebenfalls zunimmt.

5.4.3. Ergebnis der Messungen

In Abb. 21 ist für den Temperaturbereich $(T_c - 15) < T < T_c$ die Koerzitivkraft für zwei verschiedene Orientierungen aufgetragen. Parameter ist die Zugspannung.

Wie erwartet, nimmt die Koerzitivkraft mit zunehmenden σ zu. Der Curiepunkt wurde, wie in 4.2.4. beschrieben, aus der paramagnetischen Suszeptibilitätsmessung mit Hilfe des Rechners bestimmt. Damit kann die reduzierte Temperatur ϵ berechnet und H_c als Funktion von ϵ doppellogarithmisch gem. Abb. 22 aufgetragen werden. Die Ergebnisse sind in der Tabelle der Abb. 23 zusammengestellt. Die Fehlerangabe bezieht sich auf des Gesamtfehler.

Orientierung	σ g/mm ²	H_{co} {mOe}	p	T_c {K}
<110>	0	404 ± 41	0,51 ± 0,05	637,931 ± 0,018
	70	508 ± 51	0,51 ± 0,05	637,933 ± 0,011
	140	609 ± 61	0,51 ± 0,05	637,936 ± 0,011
<111> A	0	355 ± 36	0,47 ± 0,05	637,604 ± 0,011
	70	390 ± 39	0,46 ± 0,05	637,606 ± 0,019
	140	475 ± 48	0,46 ± 0,05	637,597 ± 0,009

Abb. 23: Amplituden H_{co} , kritische Exponenten p und Curie-temperaturen der Koerzitivkraftmessungen für verschiedene Zugspannung und Orientierung.

Der kritische Exponent p der Koerzitivkraft erweist sich als unabhängig von der angelegten Zugspannung. Es ergibt sich im Mittel

$$p_{\langle 110 \rangle} = 0,51 \pm 0,05$$

$$p_{\langle 111 \rangle} = 0,46 \pm 0,05 .$$

Diese Werte stimmen mit denjenigen von Pepperl ⁶¹⁾ an ungedehnten Einkristallen gemessenen gut überein.

Die Amplitude H_{CO} dagegen ist von der Zugspannung stark abhängig. Bei Änderung der Zugspannung von 0 g/mm^2 auf 140 g/mm^2 nimmt H_{CO} für beide Orientierungen um $\sim 50 \%$ zu.

Im Rahmen der Messgenauigkeit ist keine Abhängigkeit des p und des H_{CO} von der Orientierung der Probe festzustellen.

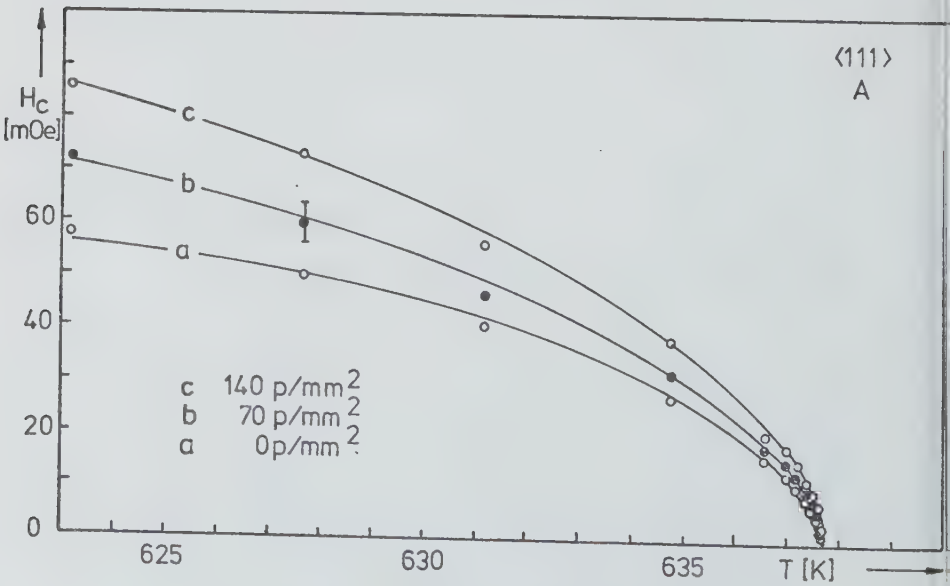
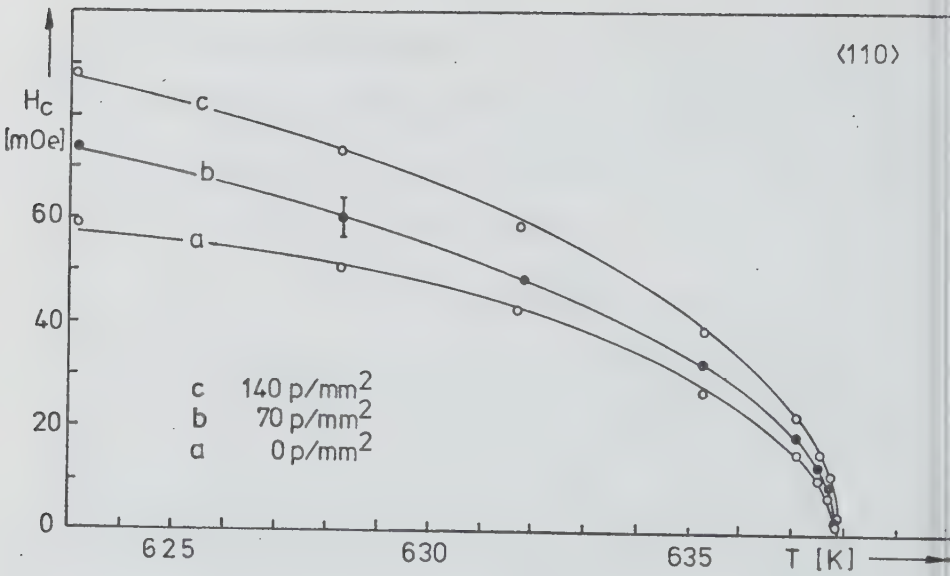


Abb. 21: Koerzitivkraft H_c in Abhängigkeit von der Temperatur.
Parameter Zugspannung. (110)- und (111)-A-Kristall

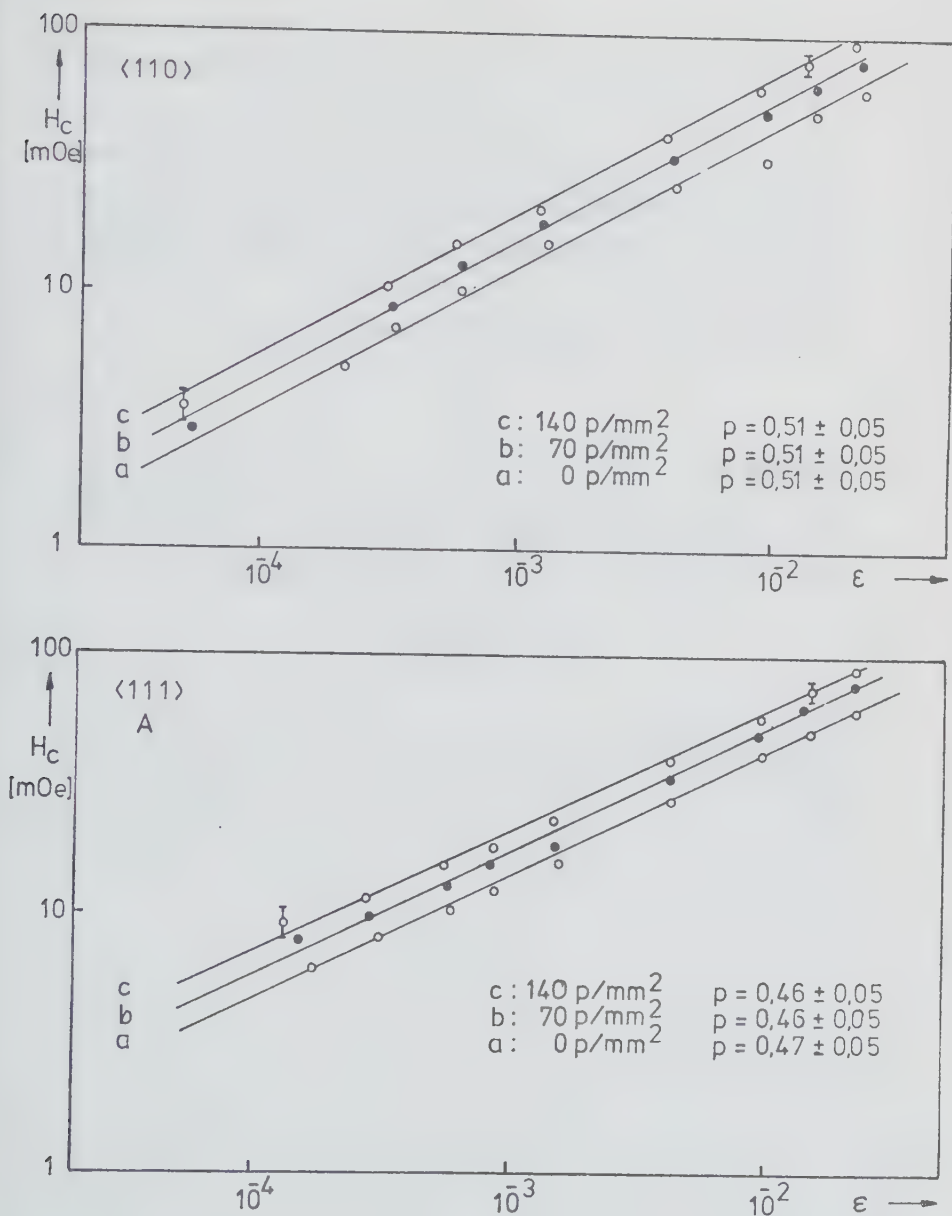


Abb. 22: Doppellogarithmische Darstellung der Koerzitivkraft als Funktion der reduzierten Temperatur Epsilon. Parameter Zugspannung. <110>- und <111>-A-Kristall

5.5. Die Zugspannungsabhängigkeit der Anfangssuszeptibilität

Die Koerzitivkraft ist umso grösser und umgekehrt die Suszeptibilität umso kleiner, je schwerer die Bloch-Wände verschiebbar sind, oder ganz allgemein, je schwerer die Ummagnetisierung erfolgt, ganz gleich, welcher Mechanismus dabei zugrunde liegt⁶²⁾. Näherungsweise gilt somit die Beziehung⁶²⁾

$$H_c \sim \frac{1}{\chi_a} . \quad (59)$$

Da die Koerzitivkraft laut 5.4.2. mit der Zugspannung zunimmt, muss χ_a mit σ abnehmen. Theoretisch begründet wurde dies von Becker und Kersten⁸⁶⁾, die zuerst die Beziehung

$$\chi_a = \frac{M_s^2}{3\lambda_s \sigma} \quad (60)$$

angaben. Diese Beziehung ist aber nur gültig für Drehprozesse bei hohen Zugspannungen und niedrigen Temperaturen⁸⁷⁾. Dehnt man die Theorie auf Wandverschiebungsprozesse und höhere Temperaturbereiche aus, so lassen sich im Einzelfall Formeln angeben^{87,88)}, denen alle die Proportionalität

$$\chi_a \sim \frac{M_s^2}{\lambda_s \sigma} \quad (61)$$

gemeinsam ist.

Mit den Messergebnissen des Abschnitts 5.1.3., vor allem mit denjenigen der Abb. 10d, konnte die umgekehrte Proportionalität zwischen χ_a und σ bestätigt werden. Wenig plausibel ist dabei allerdings, dass der Zugspannungseffekt von $\sigma=140 \text{ g/mm}^2$ bei $\epsilon=4 \cdot 10^{-3}$ für die Koerzitivkraft zu einer Erhöhung von H_C um

$$\frac{H_C (140 \text{ g/mm}^2) - H_C (0 \text{ g/mm}^2)}{H_C (0 \text{ g/mm}^2)} = 39 \%$$

führte, während sich der entsprechende Wert der Anfangssuszeptibilität nur um

$$\frac{|\chi_a (140 \text{ g/mm}^2) - \chi_a (0 \text{ g/mm}^2)|}{\chi_a (0 \text{ g/mm}^2)} = 2,5 \%$$

verringerte. Dieses Verhältnis blieb im gesamten kritischen Bereich annähernd erhalten und konnte nicht befriedigend erklärt werden.

6. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

6.1. Die Superposition der Suszeptibilitätskomponenten

An Hand der Suszeptibilitätsmessungen (Punkt 5.1.3., Abb. 9,10) kann zweierlei festgestellt werden:

1. Die Suszeptibilität im kritischen Bereich erweist sich als von der Orientierung der Probe unabhängig.
2. Das kritische Verhalten der transversalen Suszeptibilität gem. Abb. 7 ist nur schwach ausgeprägt. Der Unterschied zum isotropen Fall ohne äussere Zugspannung ist gering.

Das ist ein Anhaltspunkt dafür, dass die gemessene Suszeptibilität nicht, wie in 4.1. dargelegt, nur die transversalen Komponenten beinhaltet, sondern dass eine Superposition der transversalen und der longitudinalen Komponenten vorliegt. Mit anderen Worten, die Probenlängsachse ist nicht bei jeder Temperatur identisch mit der magnetisch schweren Richtung. Dafür können mehrere Gründe verantwortlich sein.

Als einer der Gründe wäre die Fehlorientierung des Kristalls bezüglich der Hauptachsen denkbar. Sie scheidet aber als Ursache aus, da unabhängig von der Orientierung immer die Richtungen senkrecht zur Zugspannung leichte Richtungen sind. Die Fehlorientierung wirkt sich lediglich auf die Bereichsstruktur aus, indem die Abschlussstruktur auf Kosten der grossen Bereiche stark zunimmt.

6.2. Die Anisotropieenergiedichte

Um eine Vorstellung von dem tatsächlichen Beitrag der Zugspannung zur Anisotropieenergiedichte zu erhalten, wird diese im folgenden aus den Messungen mittels der Gl. (55) berechnet. Danach gilt

$$K = H_c M_s \quad (62)$$

für den homogenen Drehprozess. Durch die Vernachlässigung der Wandverschiebungsprozesse ergibt sich dabei ein nicht unwesentlicher Fehler in den Absolutwerten von K . Für die Bestimmung des Verhältnisses von Spannungsanisotropieenergiedichte zur Gesamtanisotropieenergiedichte ist dieser Fehler aber weniger bedeutsam.

Ein weiterer Fehler ergibt sich aus der Tatsache, dass im kritischen Bereich ein anderes Modell der Bereichsstruktur zugrunde gelegt werden muss. Nimmt man nämlich an, dass der ferromagnetische Anteil der Probe aus "abschmelzenden" ferromagnetischen Inseln in einer paramagnetischen Umgebung besteht, und dass diese Inseln den Volumenanteil p_α einnehmen, so gilt^{69,70)} wegen der Kopplung⁷¹⁾ der ferromagnetischen Teilchen untereinander:

$$H_c(p_\alpha) = H_c(0) (1-p_\alpha). \quad (63)$$

Je grösser die Packungsdichte p_α ist, desto grösser ist die Kopplung der Teilchen und desto kleiner wird die gemessene Koerzitivkraft $H_c(p_\alpha)$.

Über die Packungsdichte im kritischen Bereich liegen keine Angaben vor, so dass eine quantitative Abschätzung nicht möglich ist. Sicher ist aber, dass sich die Koerzitivkraft aufgrund der Gl. (63) erniedrigt, und dass auch für die daraus berechnete Anisotropieenergiedichte ein zu niedriger Wert erwartet werden muss.

Aus den Koerzitivkraftmessungen der Abb. 21 ergibt sich bei $\epsilon=10^{-2}$ für H_C

$$H_C(0 \text{ g/mm}^2) = 40,64 \text{ mOe}$$

$$H_C(70 \text{ g/mm}^2) = 46,20 \text{ mOe}$$

$$H_C(140 \text{ g/mm}^2) = 56,59 \text{ mOe}$$

und daraus mit den Gleichungen (62) und (21)

$$K(0 \text{ g/mm}^2) = 4,98 \text{ erg/cm}^3$$

$$K(70 \text{ g/mm}^2) = 5,66 \text{ erg/cm}^3$$

$$K(140 \text{ g/mm}^2) = 6,98 \text{ erg/cm}^3.$$

Eine Änderung der Zugspannung von $\sigma=0 \text{ g/mm}^2$ auf $\sigma=140 \text{ g/mm}^2$ führt demnach zu einer Erhöhung der Anisotropieenergiedichte um 39 %. Über die Hälfte der Anisotropie wird daher nicht von der angelegten Zugspannung bewirkt. Die Ursachen dieser Messergebnisse werden im nächsten Kapitel diskutiert.

6.3. Reale Verteilung der leichten und schweren Richtung in der Probe

Die in den Gleichungen (14) und (18) gegebenen Ausdrücke für die Spannungs- bzw. Formanisotropie sind winkelunabhängige Maximalwerte für den Fall der homogenen Drehung der Magnetisierung. Wird nun die Winkelabhängigkeit berücksichtigt, so ergibt sich ^{7,89)}

$$F_{\sigma} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\phi, \quad (64)$$

$$F_F = \frac{1}{2}M_s^2(N_a\cos^2\phi+N_b\sin^2\phi). \quad (65)$$

Legt man den Zug entlang der langen Achse a an, so ist ϕ der Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und dieser Achse. N_a und N_b sind die Entmagnetisierungsfaktoren in den Hauptachsenrichtungen. Der Entmagnetisierungsfaktor entlang der langen Achse wurde bereits in 3.1.3.3. zu $N_a=0,07$ berechnet. N_b und N_c ergeben sich aus der Beziehung ⁹⁰⁾

$$N_a + N_b + N_c = 4\pi$$

zu

$$N_b = N_c = 6,25.$$

(66)

Mit den Werten $\lambda_s=-17\cdot 10^{-6}$ (Seite 16), $\sigma=140\cdot 10^5$ erg/cm³, $M_s(\epsilon=10^{-2}) = 123$ G, $M_s(\epsilon=10^{-3}) = 51,3$ G, $M_s(\epsilon=10^{-4}) = 21,4$ G (Seite 20) können die Energieflächen berechnet werden. Sie sind rotationssymmetrisch zur z -Achse, wenn mit z die lange Achse der Probe bezeichnet wird. Die Abb. 23 zeigt die Projektion der Energieflächen in die z - x -Ebene, wobei in der Darstellung nur der erste Quadrant berücksichtigt wurde.

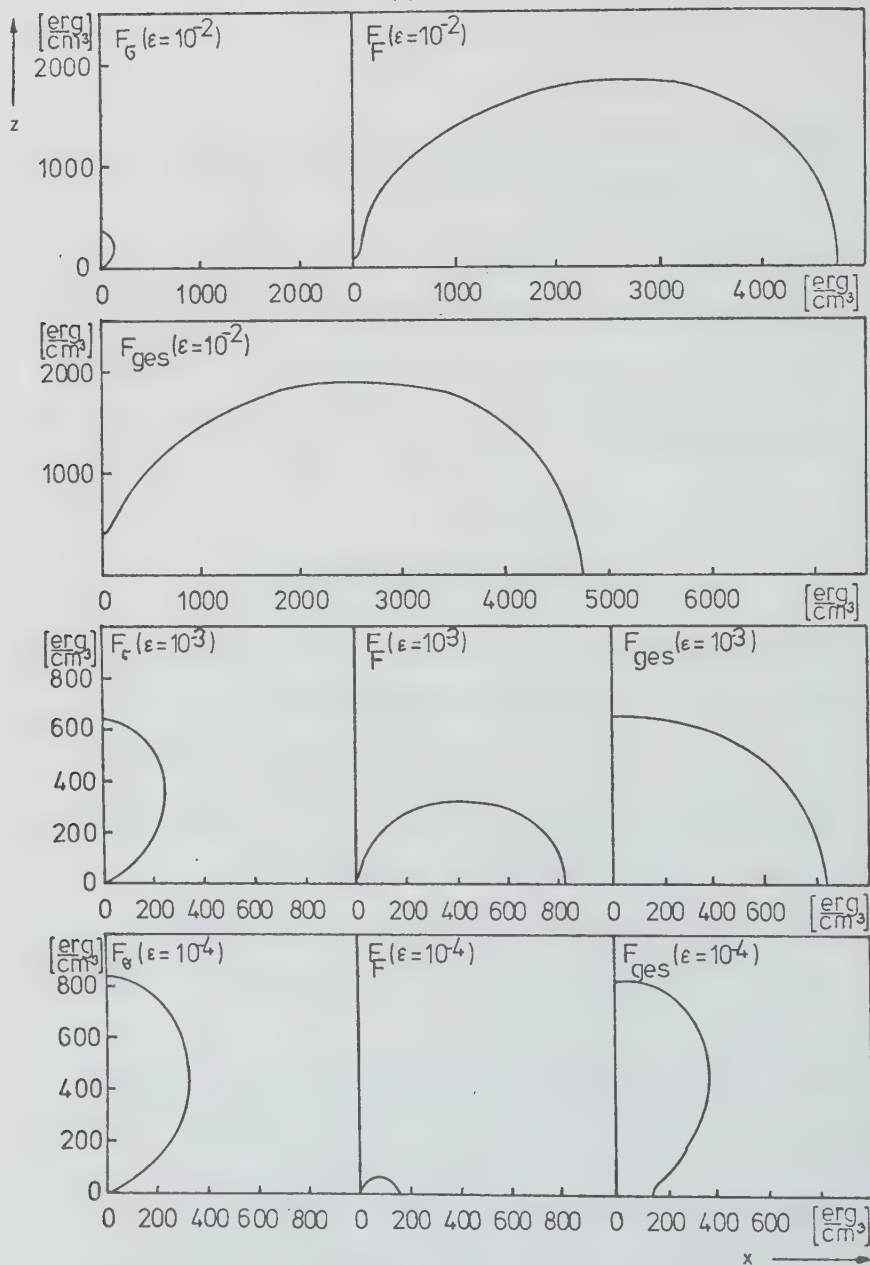


Abb. 24: Die Energieflächen der Spannungs-, der Form- und der Gesamtanisotropieenergie, projiziert in die z - x -Ebene. Nur der erste Quadrant berücksichtigt. Parameter ϵ . $T < T_c$.

Die vollständige Figur ergibt sich daraus durch Spiegelung an der z- und an der x-Achse. Zu beachten ist, dass der Massstab für den Fall $\epsilon=10^{-2}$ einen Faktor 2,5 gegenüber den beiden anderen Fällen aufweist.

Aus der Abb. 23 geht hervor, dass bei $\epsilon=10^{-2}$ die Formanisotropieenergiedichte die Spannungsanisotropieenergiedichte bei weitem überwiegt. Die Formanisotropie bewirkt eine sehr schwere Ebene senkrecht zur Probenachse. Diese Ebene ist so schwer, dass die Spannungsanisotropie nicht ausreicht, um die Spins aus der Probenlängsachse herauszudrehen. Die Funktion $F_{\text{ges}}(\epsilon=10^{-2})$ weist das Minimum in der z-Achse auf, d.h., diese Achse ist die leichte Richtung. Das kritische Verhalten der zur leichten Richtung transversalen Größen $\chi^{\perp}$ und $M^{\perp}$ kann in diesem Fall mit der vorhandenen Anordnung nicht gemessen werden.

Daraus erklärt sich auch das im vorhergehenden Kapitel behandelte Verhältnis von Gesamtanisotropieenergiedichte mit und ohne Zugspannung. Aufgrund des endlichen Entmagnetisierungsfaktors in der Probenlängsachse (N_a) liefert die Formanisotropie auch in z-Richtung noch einen Beitrag, der sich zu demjenigen der Spannungsanisotropie addiert. Das Verhältnis F_o/F_F für $\epsilon=10^{-2}$ berechnet sich aus Gl. (64) und (65) zu $F_o/F_F = 6,7$, während die Messungen (Seite 73) nur $F_o/F_F = 0,4$ ergaben. Die Formanisotropie ist in Abb. 23 daher nur unvollständig dargestellt und muss durch Einführung des inneren Entmagnetisierungsfaktors ergänzt werden (siehe Kap. 6.4.).

Mit Annäherung an den Curiepunkt ändern sich die Verhältnisse zugunsten der Spannungsanisotropie. Die Sättigungsmagnetostruktionskonstante λ_s divergiert (Seite 16), so dass F_σ anwächst, während die Sättigungsmagnetisierung M_s mit dem Potenzgesetz der Gl. (21) gegen Null geht und somit F_F abnimmt. Bei $\epsilon=10^{-3}$ sind die Maximalwerte etwa gleich, und es ergibt sich die Kurvenform $F_{\text{ges}}(\epsilon=10^{-3})$. Dieser Fall ist gekennzeichnet durch das Vorhandensein von drei etwa gleich schweren Richtungen. Die z-Achse ist dabei um ca. 200 erg/cm^3 weniger schwer als die beiden anderen Hauptachsen, das Minimum der Anisotropieenergiedichte liegt nach wie vor auf der z-Achse.

Bei $\epsilon=10^{-4}$ ist die dominierende Grösse die Spannungsanisotropie. Die z-Achse ist die schwere Richtung mit der Energiedichte 840 erg/cm^3 . Der Beitrag der Formanisotropie beträgt nur noch 2 erg/cm^3 in z-Richtung und 142 erg/cm^3 in der x-y-Ebene. Diese Bedingungen erst ermöglichen die Beobachtung des kritischen Verhaltens der transversalen Grössen, wie sie tatsächlich die Messungen der Abb. 9 und Abb. 10 zeigen.

6.4. Die Komponenten des Entmagnetisierungsfaktors

Aus der in Kap. 6.3. diskutierten Form der Anisotropieenergieflächen erklären sich die Messergebnisse der Abb. 9 und 10 im Temperaturbereich $T < T_C$. Aber auch für $T > T_C$ zeigten nur wenige Messpunkte um $\epsilon = 10^{-4}$ das transversale Verhalten der kritischen Größen, obwohl die Formanisotropie gem. Gl. (65) für $T \rightarrow T_C^-$ wie M_s^2 gegen Null gehen sollte. Dies soll im folgenden diskutiert werden:

Bei der Berechnung der Formanisotropieenergiedichte wurde für N der geometrische Entmagnetisierungsfaktor eingesetzt. Dies ist aber nur zulässig für den Fall homogen magnetisierter Proben. In allen anderen Fällen gilt laut Kneller⁶⁵⁾

$$N = N_g + N_i, \quad (67)$$

wo N_g der geometrische und N_i der innere Entmagnetisierungsfaktor ist. Der geometrische Entmagnetisierungsfaktor ist durch die Abmessungen der Probe, der innere durch die Inhomogenität der Probe definiert. Die Inhomogenität kann dabei eine Funktion der Temperatur sein, so dass gilt:

$$N = N_g + N_i(T). \quad (68)$$

Die Inhomogenität der Probe kann auf zwei Phänomene zurückgeführt werden. Wird zunächst das in 6.2. erwähnte Modell "abschmelzender" ferromagnetischer Inseln in einer paramagnetischen Umgebung betrachtet, so ergibt sich laut Kneller⁶⁵⁾ für eine langgestreckte ellipsoidförmige "Insel":

$$N_i(T) = N_f \left(\frac{1 - p_\alpha}{p_\alpha} \right), \quad (69)$$

wo N_f der geometrische Entmagnetisierungsfaktor der ferromagnetischen Partikel, und p_α deren Packungsdichte ist. Da p_α mit Annäherung an T_c abnimmt, nimmt N_f und damit auch laut Gl. (18) die Formanisotropie zu.

Zum zweiten muss berücksichtigt werden, dass auch die Fluktuationen des Ordnungsparameters, deren Grösse mit Annäherung an T_c divergiert, einen Entmagnetisierungsfaktor aufweisen. Fisher und Aharony geben dafür den Ausdruck ⁹²⁾

$$N = \frac{4}{3}\pi + v \sum_{\vec{r}} \left(\frac{1 - 3\cos^2\theta_\alpha(\vec{r})}{r^3} \right) \quad (70)$$

an, wobei die Summe über das Fluktuationsvolumen zu erstrecken ist. Der Index α bezieht sich auf die drei verschiedenen Achsen, v ist das Volumen der Elementarzelle und $\theta_\alpha(\vec{r})$ ist der Winkel zwischen dem Ortsvektor und der α -Achse. Auch dieser Entmagnetisierungsfaktor führt zu einer weiteren Vergrösserung der Formanisotropie, wenn angenommen wird, dass er laut einem der Gl. (69) ähnlichen Gesetz zu dem inneren Entmagnetisierungsfaktor der Probe beiträgt.

Diese Überlegungen liefern eine Erklärung für die in 6.3. festgestellte Diskrepanz im Verhältnis von Spannungs- zu Formanisotropie auch oberhalb des Umwandlungspunktes.

6.5. Kritischer Exponent γ und transversale Magnetisierung

Den Messungen aus 5.1.3. konnte entnommen werden, dass das transversale Verhalten nur für $|\tau| < 4 \cdot 10^{-4}$ zu beobachten ist. Zieht man daraus den Schluss, dass für $|\tau| > 4 \cdot 10^{-4}$ die Probenlängsachse eine leichte Richtung ist, so müsste die bei τ_{Δ} erfolgende Änderung des kritischen Exponenten γ der longitudinalen Suszeptibilität χ'' laut 5.1.1., Seite 35, zu sehen sein. Dies ist, wie aus Abb. 11, 12 ersichtlich, nicht der Fall, kann aber an der Kleinheit des Effekts liegen, der ja mit $\gamma_{\text{Heisenberg}} - \gamma_{\chi\gamma} = 1,39 - 1,35 = 0,04$ an der Grenze der Auflösung liegt. Der Effekt wurde ausserdem auch von Dietrich⁷⁴⁾ nicht gefunden, der für Nickel im gesamten ϵ -Bereich analog den hier vorliegenden Resultaten nur Heisenberg-Verhalten beobachtete.

Der nicht beobachtete charakteristische Verlauf der transversalen Magnetisierung gem. Abb. 19 ist für die Fälle $\tau = 8,6 \cdot 10^{-4}$ und $\tau = 1,6 \cdot 10^{-3}$ eine Folge des ungünstigen Verhältnisses von Spannungs- zu Formanisotropie. Aus Abb. 24 ist ersichtlich, dass nur für den Fall $\tau = 1,6 \cdot 10^{-4}$ (S. 59) transversales Verhalten und damit der vertikale Anstieg von $M^{\perp}$ bei der kritischen Feldstärke H_{λ} zu erwarten war. Für diese Temperatur war H_{λ} zu 60 Oe berechnet worden. Es wirkt sich aber die in 6.4. besprochene Zunahme des Gesamtentmagnetisierungsfaktors und damit der Formanisotropie wesentlich aus, so dass auch hier der Effekt nicht festgestellt werden konnte.

6.6. Das Verhalten der Umwandlungstemperatur

In 5.2.2. wurde festgestellt, dass eine Verschiebung des Curiepunkts nicht eindeutig nachgewiesen werden konnte. Die Messergebnisse der Abb. 16 ergaben sich dabei aus dem Drei-Parameterfit (γ, χ_{po}, T_c) für die Suszeptibilität als Funktion der reduzierten Temperatur im doppellogarithmischen Massstab.

Es muss aber an dieser Stelle noch einmal auf die Abb. 9d und Abb. 16, $\langle 110 \rangle$ -Kristall, hingewiesen werden. Als Folge der von der Temperatur abhängigen Lage der leichten und schweren Richtungen in der Probe, äussert sich das erwartete charakteristische Verhalten von $\chi^{\perp}$ der Abb. 7 in einer Erniedrigung und Abrundung der Suszeptibilität laut Abb. 9d im Bereich $|T - T_c| < 0,2$ K entsprechend $|\tau| < 4 \cdot 10^{-4}$. Diese Veränderung betrifft nur jeweils vier dicht bei T_c liegende Messpunkte, davon zwei im ferromagnetischen Bereich. Die Auswertung mittels Rechner kann daher gerade bei dieser Messung keine Verschiebung von T_c liefern, da der Hauptteil der Messpunkte rein longitudinales Verhalten spiegelt.

Nimmt man eine genaue manuelle Auswertung an Hand der Abb. 9d vor, so ergibt sich eine Verschiebung des Curiepunkts von $T_c(0 \text{ g/mm}^2) = 637,935 \text{ K}$ auf $T_c(140 \text{ g/mm}^2) = 637,920 \text{ K}$. Diese Verschiebung liegt gerade noch innerhalb der Fehlergrenzen, die $\pm 0,015 \text{ K}$ betragen. Die bereits in 5.2. geäusserte Vermutung, dass eine schwache lineare Abhängigkeit des Curiepunkts von der Zugspannung vorliegt, mit einer Verschiebung von $0,01 \text{ K}$ zu niedrigeren Temperaturen hin bei Zugspannungen von 140 g/mm^2 , dürfte daher zutreffen.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit trägt zur Erweiterung des Wissens um die Vorgänge am magnetischen Phasenumwandlungspunkt bei. Die Phasenumwandlung wurde an Hand der Grössen Suszeptibilität, Magnetisierung, Koerzitivkraft und Curiepunkt erstmals an einem anisotropen System unter systematischer Variation der Anisotropie untersucht. Die Experimente wurden an einkristallinem stabförmigen Nickel bei zwei verschiedenen Orientierungen durchgeführt, wobei die Anisotropie durch Anlegen einer auf den elastischen Bereich beschränkten Zugspannung aufgeprägt wurde. Wichtige Grössen des Systems wie Temperatur, äusseres Magnetfeld und Zugspannung konnten sehr genau bestimmt und über weite Bereiche variiert werden. Es war das Ziel der Arbeit, vor allem die zur leichten Richtung transversalen Komponenten der magnetischen Grössen zu untersuchen und den Einfluss der Orientierung der Probe auf das kritische Verhalten zu bestimmen. Die wichtigsten Ergebnisse sind folgende:

1. Das kritische Verhalten von χ_a und H_c wird durch die Orientierung der Probe nicht beeinflusst. Dies lässt darauf schliessen, dass im kritischen Bereich eine orientierungsspezifische Bereichsstruktur nicht mehr gegeben ist (Abb. 9, 10, 21), bzw. die Kristallenergie sehr viel kleiner als die Gesamtenergie ist.
2. Die Suszeptibilität wurde als Superposition der longitudinalen und transversalen Komponenten gemessen. Die transversale Komponente wird mit steigender Zugspannung kleiner und

bewirkt das erwartete charakteristische Abrunden der Suszeptibilität in einem Bereich der reduzierten Temperatur von $\left| \frac{T-T_C}{T_C} \right| < 4 \cdot 10^{-4}$ (Abb. 9d, 10d). Die Messgenauigkeit war nicht so gross, dass daraus die von der Theorie vorhergesagten Potenzgesetze bestätigt werden können.

3. Der Verlauf der Koerzitivkraft im kritischen Bereich wurde erstmals unter dem Einfluss einer Zugspannung gemessen.

Der Verlauf entspricht einem Potenzgesetz der Form

$H_C = H_{CO} \left| \frac{T-T_C}{T_C} \right|^p$ (Abb. 22). Der Exponent p erwies sich als von der Zugspannung unabhängig und wurde in Einklang mit Messungen von Pepperl an Nickel ohne Zugspannung zu $p = 0,49 \pm 0,05$ bestimmt. Die Amplitude H_{CO} dagegen wächst ganz wesentlich mit steigender Zugspannung. Bei der maximal angelegten Zugspannung von 140 g/mm^2 nahm sie bis zu 50 % zu.

4. Der Curiepunkt verschob sich als Funktion der Zugspannung innerhalb der Fehlergrenzen im Mittel um 0,01 K linear in Richtung niedrigerer Temperaturen (Abb. 16). Es liegen keine Anzeichen dafür vor, dass die erwartete schwach parabelförmige Abhängigkeit des Umwandlungspunkts von der Zugspannung die Vorgänge richtig beschreibt.

5. Es konnte gezeigt werden, dass die Formanisotropie in der Nähe des Umwandlungspunktes nicht durch die einfachen Gesetzmässigkeiten

$$K_F = \frac{1}{2} N M_S^2 \text{ mit } M_S = M_{SO} \cdot \epsilon^\beta$$

beschrieben wird. Wesentliche Beiträge, die auf die Inhomo-

genität der Probe und den Entmagnetisierungsfaktor der Fluktuationen nahe T_C zurückzuführen sind, müssen im kritischen Bereich berücksichtigt werden.

6. Es eröffnete sich zum ersten Mal die Möglichkeit, Anisotropieenergien der Größenordnung $10 - 100 \text{ erg/cm}^3$ im kritischen Bereich zu messen.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- (1) Weiss, P.: J. Phys. Radium, 6, 667, 1907
- (2) Widom, B.: J. Chem. Phys. 43, 3898, 1965
- (3) Wilson, K.G.: Phys. Rev., B4, 3174, 1971
- (4) Wilson, K.G.: Phys, Rev., B4, 3184, 1971
- (5) Riedel, E., Wegner, F.: Z. Physik, 225, 195, 1969
- (6) Kneller, E.: Ferromagnetismus, Berlin, 1962, S. 176
- (7) Kneller, E.: a.a.O., S. 274
- (8) Kneller, E.: a.a.O., S. 249
- (9) Kneller, E.: a.a.O., S. 273
- (10) Soeffge, F.: Diss. Sekt. Phys. Univ. München, "in Vorber."
- (11) Mader, S., Seeger, A., J. Appl. Phys. 34, 3368, 1963
Leitz, C.:
- (12) Corner, W.D., Hunt, G.H.: Proc. Phys. Soc., London, A 68, 133, 1955
- (13) Corner, W.D., Proc. Phys. Soc., London, 72, 1049, 1958
Hutchinson, F.:
- (14) Argyle, B.E., Miyata, N., Phys. Rev. 160, 413, 1960
Schulz, T.D.:
- (15) Tremolet de Lacheisserie, E.: Phys. Stat. Sol., 54, K 135, 1972
- (16) Döring, W.: Z. Phys., 103, 560, 1936
- (17) Coleman, W.E., Phys. Rev. 135, A 426, 1964
Pavlovic, A.S.:
- (18) Kneller, E.: a.a.O., S. 220
- (19) Shapira, Y., Sol. St. Comm., 17, 175, 1975
Yacovitch, R.D., Nelson, D.R.:
- (20) Bozorth, R.M.: Phys. Rev. 50, 1076, 1936
- (21) Krause, D.: Fortschritte bei der exakten Bestimmung
magnetischer Sekundäreffekte von Nickel aus
Magnetisierungskurven, Habilitationsschrift
LMU München, 1970, 72
- (22) Kneller, E.: a.a.O., S. 101
- (23) Bozorth, R.M., J. Appl. Phys., 13, 320, 1942
Chapin, D.M.:
- (24) Kneller, E.: a.a.O., S. 278

- (25) Geissler, K.K.: Diss., Univ. Köln, 1965
- (26) Schwink, C., Grüter, O.: Phys. Stat. Sol., 19, 217, 1967
- (27) Schwink, C., Spreen, H.: Phys. Stat. Sol., 10, 57, 1965
- (28) Schwink, C., Dedié, G.: Z. Angew. Phys., 21, 338, 1966
- (29) Frey, H., Grüter, O., Krause, D., Schwink, C.: Z. Angew. Phys., 18, 461, 1964
- (30) Krause, D.: Z. Phys., 224, 257, 1969
- (31) Néel, M.L.: J. Phys. Radium, 5, 241, 1944
- (32) Steigenberger, N., Stierstadt, K.: Phys. Stat., Sol., 12, 133, 1972
- (33) Gmelins Handbuch: Magnetische Werkstoffe, Weinheim 1959, S.218
- (34) Förster, F.: Z. f. Metallkunde, 46, 458, 1955
- (35) Herzum, N., Stierstadt, K., Wunsch, L.: Phys. Stat. Sol., 21, 529, 1974
- (36) Kneller, E.: a.a.O., S. 557
- (37) Wunsch, L.: Diplomarbeit, Sekt. Phys. Univ. München 1972
- (38) Kneller, E.: a.a.O., S. 514
- (39) Kneller, E.: a.a.O., S. 489
- (40) Baker, G.A., Gilbert, H.E., Eve, J., Rushbrooke, G.S.: Phys. Rev. 164, 800, 1967
- (41) Lee, M.H., Stanley, H.E.: Phys. Rev. B, 4, 1613, 1971
- (42) Ritchie, D.S., Fisher, M.E.: Phys. Rev. B, 5, 2668, 1972
- (43) Binder, K., Müller-Krumbhaar, H.: Phys. Rev. B, 7, 3297, 1973
- (44) von Hörsten, W.: Diplomarbeit Sektion Physik der Universität München, 1971
- (45) Schulhof, M.P., Heller, P., Nathans, R., Linz, A.: Phys. Rev. B, 1, 2304, 1970
- (46) Heller, P.: An Interpretation of the Behavior of the Longitudinal Scattering in MnF, Physics Dep., Brandeis Univ., Mass., USA
- (47) Herzum, N.: Diss. Sekt. Phys. Univ. München, 1972

- (48) Kneller, E.: Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve v. W. Köster, Berlin, 1956
- (49) Wunsch, L.: Dipl. Arb. Sekt. Phys. Univ. München, 1972
- (50) Fisher, M.E.: Essays in Phys., 4, 43, 1972
- (51) Bartholin, H., Beille, J., Bloch, D., Boutron, P., Féron, J.L.: Journ. Appl. Phys., 42, 1679, 1971
- (52) Fisher, M.E.: J. Math. Phys., 4, 124, 1963
- (53) Skalyo, J., Cohen, A.F., Friedberg, S.A., Griffiths, R.B.: Phys. Rev., 164, 705, 1967
- (54) Carrara, P.: Diss. Univ. Paris, 1968
- (55) Bartholin, H., Beille, H.: Analyse de la repartition des contraintes dans un échantillon soumis à une compression uniaxiale, CNRS Grenoble, 1971
- (56) Bartholin, H., Bloch, D.: Phys. Rev., 188, 845, 1969
- (57) Nakajima, T., Takaki, H.: Journ. Phys. Soc. Japan, 19, 951, 1964
- (58) Becker, R.: Z. Phys. 62, 253, 1930
- (59) Binder, K., Müller-Krumbhaar, H.: Phys. Rev. B, 9, 2328, 1974
- (60) Küppers, J.: Dipl. Arb. Sekt. Phys. Univ. München, 1968
- (61) Pepperl, G.: Dipl. Arb. Sekt. Phys. Univ. München, 1969
- (62) Kneller, E.: a.a.O., S. 537
- (63) Kneller, E.: a.a.O., S. 104
- (64) Frey, H., Krause, D.: Z. ang. Phys. 26, 99, 1969
- (65) Kneller, E.: a.a.O., S. 104
- (66) Kahan, T.: J. de Phys. VII, 5, 463, 1934
- (67) Kranz, J. in Köster, W.: Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve, Berlin 1956
- (68) Dietrich, H., Kneller, E.: Z. Metallk. 47, 716, 1956
- (69) Néel, L.: Advan. Phys., 4, 191, 1955
- (70) Néel, L.: Compt. Rend. 224, 1550, 1947
- (71) Berkowitz, A.E., Meiklejohn, V.H.: IEEE Trans. Magn., MAG-11, 996, 1975

- (72) Kneller, E.: a.a.O., S. 281
- (73) Krause, D.: Z. Phys. 168, 239, 1962
- (74) Dietrich, O.W.: J. Phys. C, 2, 2022, 1969
- (75) Stanley, H.E.: Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena, Oxford 1971
- (76) Stanley, H.E.: a.a.O., S. 187
- (77) Kneller, E.: a.a.O., S. 277
- (78) Ritchie, D.S.
Fisher, M.E.: Phys. Rev. B, 5, 2668, 1972
- (79) Binder, K.,
Müller-Krumbhaar, H.: Phys. Rev. B, 7, 3297, 1973
- (80) Betts, D.D., Elliott, C.J.,
Lee, M.H.: Canad. J. Phys., 48, 1566, 1970
- (81) Kneller, E.: a.a.O., S. 429
- (82) Gans, R.: Ann. Phys., 24, 680, 1935
- (83) Kersten, M. in Becker, R.: Probleme der technischen Magnetisierungs-
kurve, Berlin, 1938, S. 65
- (84) Vicena, F.: Czech. J. Phys., 5, 480, 1955
- (85) Kersten, M.: Z. Phys., 71, 553, 1931
- (86) Becker, R., Kersten, M.: Z. Phys., 64, 660, 1930
- (87) Döring, W.: Z. Phys., 124, 501, 1947
- (88) Kneller, E.: a.a.O., S. 540
- (89) Kneller, E.: a.a.O., S. 280
- (90) Kneller, E.: a.a.O., S. 90
- (91) Kneller, E.: a.a.O., S. 369
- (92) Fisher, M.E.,
Aharony, A.: Phys. Rev. Lett. 30, 559, 1973
- (93) Matolyak, J., Seehra, M.S.,
Pavlovic, A.S.: Phys. Lett. 49A, 333, 1974
- (94) Bruce, A.D., Aharony, A.: Phys. Rev. B, 11, 478, 1975
- (95) Pfeuty, P., Jasnow, D.,
Fisher, M.E.: Phys. Rev. B. 10, 2088, 1974
- (96) Singh, S., Jasnow, D.: Phys. Rev. B, 12, 493, 1975
- (97) Singh, S., Jasnow, D.: Phys. Rev. B. 11, 3445, 1975

Herrn Prof. Dr. K. Stierstadt danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für die verständnisvolle Unterstützung bei ihrer Durchführung und für viele wertvolle Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen bin ich für die Unterstützung und das wohlwollende Interesse zu besonderem Dank verpflichtet.

Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe sowie den Herren der Werkstatt der Sektion Physik gilt mein Dank für die langjährige gute Zusammenarbeit.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sowie dem Bundesministerium für Forschung und Technologie danke ich für die Bereitstellung der Mittel, wodurch diese Arbeit erst ermöglicht wurde.

LEBENS LAUF

Geburt: 17.03.42 in Leipzig

Eltern: Dr. Horst Merbt, Physiker
Ruth-Hilde Merbt, geb. Witten

Schule: 1948 - 50 Volksschule Göttingen
1950 - 52 Volksschule Fredhäll, Stockholm/Schweden
1952 - 59 Blachkebergs läroverk, Stockholm/Schweden
1959 - 62 Maria Theresia Oberrealschule in München
Reifeprüfung am 18.07.1962

Studium: 1962 - 69 Physik an der Universität München

Diplomarbeit unter Leitung von Herrn Prof. Dr. R. Sizmann über "Bestimmung von Strahldivergenz und Betriebsbedingungen eines linearen 300 keV Ionenbeschleunigers".

Diplomhauptprüfung am 18.06.1969

Beruf: 01.04.70 - 31.03.72 Wissenschaftlicher Angestellter der Deutschen Forschungsgesellschaft an der Sektion Physik der Universität München.

01.04.72 - 30.03.74 Wissenschaftlicher Angestellter und Lehrbeauftragter für Physik an der Sektion Physik der Universität München.

01.05.74 - 31.07.75 Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle an der Sektion Physik der Universität München.

Während dieser Zeit wurde die vorgelegte Dissertation unter Leitung von Herrn Prof. Dr. K. Stierstadt angefertigt.

diis-druck · 8000 hamburg
untere königsstraße 30